

**Flash Boiling bei Ottomotoren mit
Benzindirekteinspritzung:
Experimentelle Untersuchungen, Modellierung und
numerische Simulation**

Am Fachbereich Maschinenbau an der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Daniel Weber

aus Berlin

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. Christian Beidl
Tag der Einreichung:	12.04.2016
Tag der mündlichen Prüfung:	29.06.2016

Darmstadt 2016

D17

Vorwort und Danksagung

Diese Arbeit ist im Rahmen einer Industriepromotion bei der Robert Bosch GmbH am Standort Schwieberdingen in der Abteilung für Brennverfahrensentwicklung (GS/ECS) entstanden.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan, Institutsleiter am Institut für Technische Thermodynamik (TTD) an der Technischen Universität Darmstadt für die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit, das entgegengebrachte Vertrauen und die von ihm angeregten Ideen. Herrn Prof. Dr. Christian Beidl, Institutsleiter am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Fahrzeugantriebe an der Technischen Universität Darmstadt danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und die freundliche Übernahme des Korreferats.

Ein großer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Norbert Müller für die Betreuung und Unterstützung dieser Arbeit bei der Robert Bosch GmbH und die geduldige Durchsicht meiner Dissertation mit vielen sehr hilfreichen Anregungen. Er hat diese Arbeit durch viele interessante und lehrreiche Diskussionen unterstützt. Ebenso danke ich Herrn Dr.-Ing. Philippe Leick für die Unterstützung bei den experimentellen Untersuchungen an der Spraykammer und die zahlreichen fachlichen Diskussionen sowie den Kollegen der Abteilung GS/ECS für ihre große Hilfsbereitschaft und die hervorragende Arbeitsatmosphäre.

Meinen Doktorandenmitstreitern Fabian Köpple, Arthur Kiefer und Alexander Eichhorn danke ich für das gute Arbeitsklima, die vielen fachlichen und nicht-fachlichen Diskussionen sowie die gegenseitige Motivation. Zu guter Letzt gilt ein ganz besonderer Dank meiner Lebensgefährtin Coraline und meiner Familie für ihr Verständnis, die Geduld und die stete Unterstützung im Laufe meiner Promotion.

Bamberg, im Mai 2016
Daniel Weber

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen, Abkürzungen und Indizes	vii
1 Einleitung und Motivation	1
2 Grundlagen, Stand der Forschung und Ziele der Arbeit	7
2.1 Überblick Benzindirekteinspritzung	7
2.1.1 Injektor	8
2.1.2 Relevante motorische Randbedingungen	9
2.2 Grundlagen der Flüssigkeitszerstäubung	12
2.3 Grundlagen der Spraysimulation	15
2.3.1 Euler-Lagrange-Methode	15
2.3.2 Modellierung der Gasphase	15
2.3.3 Modellierung der Flüssigphase	17
2.3.3.1 Sprayinitialisierung	18
2.3.3.2 Tropfendynamik und Tropfenverdunstung	20
2.3.3.3 Zerfallsmodelle	24
2.3.3.4 Turbulente Dispersion	25
2.4 Grundlagen und Stand der Forschung Flash Boiling	26
2.4.1 Thermodynamische Grundlagen	26
2.4.2 Überhitzte Düseninnenströmungen	31
2.4.3 Einfluss von Flash Boiling auf die Eigenschaften von Sprays	35
2.4.4 Simulation überhitzter Innenströmungen	37
2.4.5 Simulation von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen	39
2.5 Aufgabenstellung und Ziele der Arbeit	43
3 Experimentelle Untersuchungen am Motorprüfstand und im Fahrzeug	45
3.1 Untersuchungen an einem Einzylinder-Forschungsmotor	46
3.1.1 Versuchsträger	46
3.1.2 Kraftstoffkonditionierung und Messwerterfassung	47

3.1.3	Temperaturen am Einzylinder-Forschungsmotor	50
3.1.3.1	Zentrale Einbaulage	51
3.1.3.2	Seitliche Einbaulage	54
3.1.4	Endoskopie des Sprays im Brennraum	56
3.2	Kraftstofftemperaturmessungen an einem Vollmotor im Fahrzeug	58
3.2.1	Versuchsträger und Testverfahren	58
3.2.2	Ergebnisse im NEFZ	59
3.2.3	Ergebnisse im BAB 130	61
4	Spraykammeruntersuchungen, Modellierung und Vorstudien zur Simulation	65
4.1	Spraykammeruntersuchungen an einem Serieninjektor	65
4.1.1	Versuchsaufbau und Messdatenerfassung	66
4.1.2	Analyse und Diskussion der Ergebnisse	68
4.1.2.1	Untersuchung des Injektornahfelds	72
4.1.3	Fazit der Spraykammeruntersuchungen am Serieninjektor	74
4.2	Vorstudie zur Spraysimulation	74
4.2.1	Spraysimulation ohne überhitzten Kraftstoff	74
4.2.2	Spraysimulation mit überhitztem Kraftstoff	76
4.2.3	Fazit der Vorstudie	82
4.3	Spraykammeruntersuchungen an einem generischen Zweilochinjektor	83
4.3.1	Streulichtaufnahmen	84
4.3.2	Nahfeldschattenlichtaufnahmen	88
4.3.3	Shadow Particle Image Velocimetry	90
4.4	Zwischenfazit	92
4.5	Entwicklung empirischer Ansätze und Implementierung des Zerfallsmodells	93
4.6	Numerische Simulation von Verdampfung und Verdunstung von Einzeltropfen	97
4.6.1	Separate Modellierung von Verdampfung und Verdunstung	97
4.6.2	Einheitliche Modellierung von Verdampfung und Verdunstung	100
4.6.3	Fazit der numerischen Simulation von Einzeltropfen	103
5	Numerische Untersuchungen von überhitzten Sprays	105
5.1	Numerische Untersuchungen an einer stationären Spraykammer	105
5.1.1	Einfluss der nominellen Spraygeometrie bei variiertem Kraftstofftemperatur	106
5.1.2	Einfluss des Raildrucks auf die Spraygeom. von überhitzten Sprays	109
5.1.3	Druckverteilung im Injektornahfeld	111

5.2	Simulation von Einspritzung und Gemischbildung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung	115
5.2.1	Einfluss von Kraftstofftemperatur und Raildruck auf Spraybild, Gemischaufbereitung und Wandbenetzung	116
5.2.2	Fazit der Motorsimulationen	121
6	Zusammenfassung und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	127

Formelzeichen, Abkürzungen und Indizes

Formelzeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
α_{sh}	Effektiver Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² K]
A_{Sl}	Spritzlochquerschnittsfläche	[m ²]
B_M	Spalding'sche Massentransportzahl	[-]
B_T	Spalding'sche Wärmetransportzahl	[-]
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	[J/kg K]
C_W	Widerstandskoeffizient	[-]
d_D	Tropfendurchmesser	[m]
δ_{M0}	Dicke der Stoffkonzentrationsgrenzschicht	[m]
δ_{T0}	Dicke der Temperaturgrenzschicht	[m]
D_g	Diffusionskoeffizient	[m ² /s]
d_{Sl}	Spritzlochdurchmesser	[m]
ϵ	Turbulente Dissipationsrate	[m ² /s ³]
h	Spezifische Enthalpie	[J/kg]
Δh_v	Spezifische Verdampfungsenthalpie	[J/kg]
Ja	Jakobzahl	[-]
\dot{j}_v	Spezifische Massenstromdichte	[kg/m ²]
k	Turbulente kinetische Energie	[m ² /s ²]
λ	Verbrennungsluftverhältnis	[-]
λ_f	Wärmeleitfähigkeit der flüssigen Phase	[W/m K]
λ_g	Wärmeleitfähigkeit der Gasphase	[W/m K]
Le	Lewiszahl	[-]
\dot{m}_b	Verdampfungsmassenstrom	[kg/s]
m_D	Tropfenmasse	[kg]
\dot{m}_{ev}	Verdunstungsmassenstrom	[kg/s]

m_f	Masse der flüssigen Phase	[kg]
\dot{m}_{fb}	Verdampfungsmassenstrom	[kg/s]
\dot{m}_{ht}	Verdampfungsmassenstrom	[kg/s]
μ_f	Dynamische Viskosität der flüssigen Phase	[kg/m ³]
μ_g	Dynamische Viskosität der gasförmigen Phase	[kg/m ³]
M_W	Molare Masse	[kg/mol]
n	Motordrehzahl	[1/min]
N_K	Keimstellendichte	[1/m ³]
Nu	Nusseltzahl	[-]
Nu^*	modifizierte Nusseltzahl	[-]
OCA	Strahlkegelwinkel	[°]
Oh	Ohnesorgezahl	[-]
p_g	Druck in der Gasphase	[N/m ²]
φ_v	Dampfvolumenanteil im Tropfen	[-]
p_{mi}	Indizierter Mitteldruck	[N/m ²]
p_{Sat}	Sättigungsdampfdruck	[N/m ²]
\dot{Q}	Wärmestrom	[W]
r_B	Blasenradius	[m]
r_D	Tropfenradius	[m]
Re	Reynoldszahl	[-]
ρ_f	Dichte der flüssigen Phase	[kg/m ³]
ρ_g	Dichte der gasförmigen Phase	[kg/m ³]
R_P	Druckverhältnis	[-]
Sc	Schmidtzahl	[-]
Sh	Sherwoodzahl	[-]
Sh^*	modifizierte Sherwoodzahl	[-]
σ_f	Oberflächenspannung der flüssigen Phase	[N/m]
T	Temperatur	[°C]
t	Zeit	[s]
$t_{D,life}$	Zeit seit Parcelinitialisierung	[s]
t_{nSEB}	Zeit nach sichtbarem Einspritzbeginn	[s]
T_{Sat}	Siedetemperatur	[°C]
ΔT	Überhitzungsgrad	[°C]
ΔT_{eff}	Effektiver Überhitzungsgrad	[°C]
u	Geschwindigkeit	[m/s]
We	Weberzahl	[-]
$Y_{g,i}$	Massenbruch der Komponente i in der Gasphase	[-]

Y_v	Massenbruch des Dampfes	[-]
-------	-------------------------	-----

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ASVP	Air Saturated Vapor Pressure
BDE	Benzindirekteinspritzung
CCD	Charge-Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
DDM	Discrete Droplet Method
ESB	Einspritzbeginn
EU	Europäische Union
HDA	Hydraulischer Druckanstiegsanalysator
HDEV	Hochdruckeinspritzventil
HRM	Homogeneous Relaxation Model
KW	Kurbelwellenwinkel
MFB	Mass Fraction Burned
NEFZ	Neuer Europäischer Fahrzyklus
PKW	Personenkraftwagen
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SEBL	Seitliche Einbaulage
SMD	Sauter Mean Diameter
SPIV	Shadow Particle Image Velocimetry
ZEBL	Zentrale Einbaulage
ZOT	Oberer Totpunkt zum Zündzeitpunkt
ZZP	Zündzeitpunkt

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Durch den weltweit stetig zunehmenden Straßenverkehr steigen auch die dadurch verursachten Abgasemissionen. Um sowohl den Ausstoß von Schadstoffen, wie Stickoxiden (NO_x), Kohlenstoffmonoxid (CO), unverbrannten Kohlenwasserstoffen (UHC) oder Rußpartikeln, als auch den Verbrauch und damit die CO_2 -Emissionen zu reduzieren, wird bei der Entwicklung neuer Motorengenerationen ein stetig zunehmender technischer Aufwand betrieben. Ein Beispiel hierfür ist die Art der Gemischbildung, also das Prinzip, nach dem die Luft und der meist in flüssiger Form vorliegende Kraftstoff miteinander vermengt werden, um ein im Brennraum zündfähiges Gemisch zu erhalten. Bis spät in die 80er Jahre kam in mit Benzin betriebenen Ottomotoren fast ausschließlich der Vergaser als Gemischbildner zum Einsatz. Hierbei strömt die angesaugte Luft durch eine sogenannte Mischkammer, häufig in Form einer Venturidüse, wobei durch den lokalen Unterdruck sowie die hohen Strömungsgeschwindigkeiten der Kraftstoff aus einem Reservoir angesaugt und fein zerstäubt wird. Mit der Einführung des geregelten 3-Wege-Katalysators wurde der Vergaser zunehmend durch die Saugrohreinspritzung verdrängt. Hierbei wird der Kraftstoff bei Drücken von etwa 3 bis 8 bar entweder zentral für alle Zylinder direkt hinter der Drosselklappe (Einpunkteinspritzung) oder bei späteren Generationen auch individuell für jeden Zylinder kurz vor den Einlassventilen (Mehrpunkteinspritzung) eingespritzt [78]. Die nächste Stufe in der Entwicklung der Gemischaufbereitung ist die Benzindirekteinspritzung (BDE), siehe Abbildung 1.1. Hierbei sitzt ein Hochdruckeinspritzventil (HDEV) direkt im Zylinderkopf, so dass der Kraftstoff erst im Brennraum mit der Luft vermischt wird. Dadurch ergeben sich zusätzliche Freiheitsgrade, da die Einspritzzeiten nun komplett unabhängig von der Öffnungsphase der Einlassventile sind. Durch die Möglichkeit den Kraftstoff sowohl räumlich als auch zeitlich präziser zu dosieren, können höhere Wirkungsgrade und geringere Emissionen erreicht werden. Bereits Mitte der 30er Jahre des 20. Jahrhunderts wurde bei Junckers, Daimler und Bosch an einer mechanisch betriebenen direkten Benzineinspritzung für Flugmotoren gearbeitet. Daimler setzte ab 1954 in dem

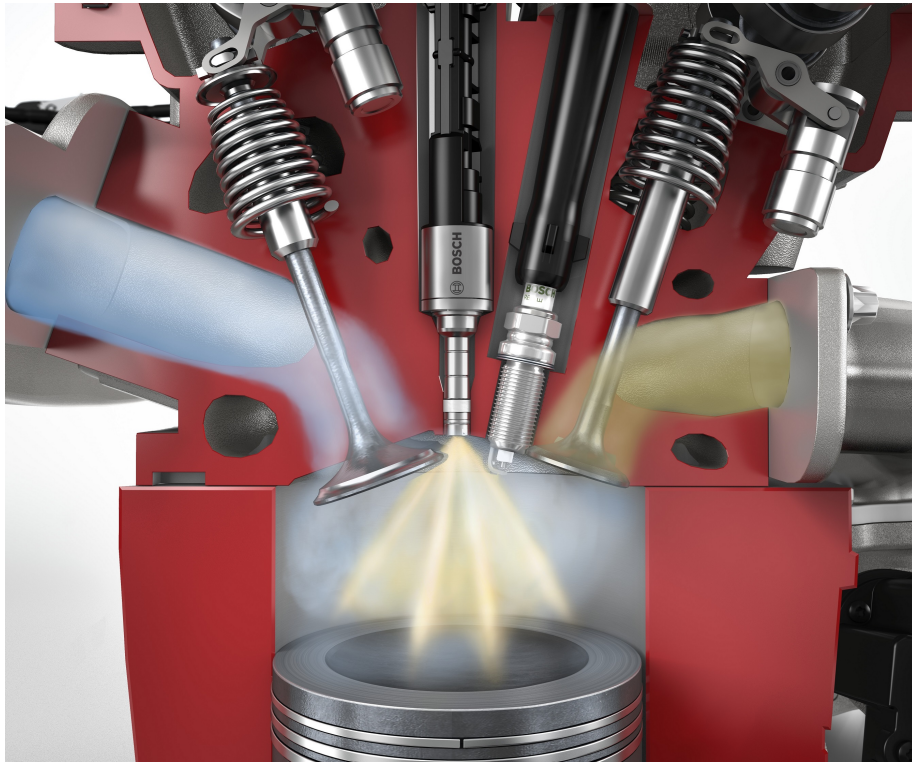


Abbildung 1.1: Schnitt durch einen Zylinder eines Ottomotors mit BDE [82]

Modell 300 SL auf einen Motor mit Benzindirekteinspritzung [94]. Aufgrund der damals verhältnismäßig hohen Kosten konnte sich die Technik aber lange Zeit nicht durchsetzen. Erst im Laufe der 2000er Jahre erlebte die Benzindirekteinspritzung eine Renaissance, da wegen der steigenden Nachfrage nach immer sparsameren und gleichzeitig umweltfreundlicheren Fahrzeugen die höheren Systemkosten gerechtfertigt werden konnten. Heutzutage setzen Automobilhersteller bei der Entwicklung von modernen Ottomotoren für PKW vor allem in Nordamerika, Europa und Japan fast ausschließlich auf Benzindirekteinspritzung. Der Fokus liegt hierbei hauptsächlich auf der Senkung des Verbrauchs sowie der Emissionen im Abgas. In Verbindung mit kleineren Hubräumen und Aufladung mittels Abgasturbolader können Verbrauchsvorteile von bis zu 15 % gegenüber nicht aufgeladenen Ottomotoren der gleichen Leistungsklasse mit Saugrohreinspritzung erzielt werden.

Hochdruckinjektoren der aktuellen Generation arbeiten nach dem Prinzip der Druckzerstäubung. Der Kraftstoff wird hierbei mittels einer speziellen Hochdruckpumpe auf bis zu 20 MPa verdichtet und von dort durch ein Hochdruck-Rail auf die einzelnen Injektoren verteilt. Bei geöffnetem Injektor wird der Kraftstoff mit Geschwindigkeiten von bis zu 250 m/s in den Brennraum eingespritzt. Durch eine hochgradig turbulente und ungleichförmige Strömung innerhalb des Injektors und die starke aerodynamische Wechselwirkung mit dem Brennraumgas zerfällt der Kraftstoffstrahl nach wenigen Millimetern in kleine Trop-

fen. Dies begünstigt eine schnelle Verdunstung sowie eine bessere Durchmischung mit der Luft. Neben sogenannten Ringspaltinjektoren, welche ein kegelförmiges Kraftstoffspray erzeugen, werden heutzutage vor allem Mehrlochinjektoren mit fünf bis sieben Spritzlöchern eingesetzt. Um eine optimale Verdunstung und Vermischung des Kraftstoffs mit der Luft zu gewährleisten, werden die Anzahl und Ausrichtung der einzelnen Lochbohrungen und damit der Kraftstoffstrahlen im Brennraum sowie die Lochlängen und -durchmesser für jede neue Brennraumgeometrie individuell angepasst. Ein wesentliches Ziel ist es hierbei, die Strahlen so im Brennraum zu verteilen, dass möglichst viel Luft erfasst wird, wodurch die Kraftstoffverdunstung und die Gemischhomogenisierung verbessert wird. Hingegen sollte es so weit wie möglich vermieden werden, dass die Brennraumwände, der Kolben oder die Einlassventile mit Kraftstoff benetzt werden. Die entstehenden Kraftstoffwandfilme sind teilweise zum Zündzeitpunkt noch nicht vollständig verdunstet, so dass es hier zu einer stark rußenden, diffusiven Verbrennung kommt. Diese Rußpartikelemissionen werden durch Abgasgesetzgebungen streng limitiert, wobei sowohl Grenzwerte für die Partikelmasse als auch die Partikelanzahl existieren. In Tabelle 1.1 sind beispielhaft die in der EU gültigen Grenzwerte für Ottomotoren mit Benzindirekteinspritzung aufgeführt, die bis heute auf Basis des *Neuen Europäischen Fahrzyklus* (NEFZ) ermittelt werden.

Abgasnorm	Gültig ab	Partikelmasse / mg/km	Partikelanzahl / 1/km
Euro 4	01.01.2005	-	-
Euro 5	01.09.2009	4.5	-
Euro 6b	01.09.2014	4.5	6×10^{12}
Euro 6c	01.09.2017	4.5	6×10^{11}

Tabelle 1.1: Partikelgrenzwerte im NEFZ

Bei niedrigen Motorlasten kann es in Verbindung mit erhöhten Kraftstofftemperaturen zu einer Überhitzung des Kraftstoffs kommen. Dies führt zu einem schlagartigen Sieden des Kraftstoffs beim Eintritt in den Brennraum, dem sogenannten Flash Boiling. Unter Flash-Boiling-Bedingungen können sich Form und Ausbreitungsverhalten von Sprays stark von der ursprünglichen Auslegung unterscheiden. Einzelne Strahlen können miteinander interagieren, die Eindringtiefe des Sprays kann sowohl zu- als auch abnehmen, und wenn die Überhitzung ein bestimmtes Maß erreicht hat, kann das ursprünglich aus mehreren Einzelstrahlen bestehende Spray kollabieren, so dass nur noch ein großer Hauptstrahl erkennbar ist. Aufgrund von Einflüssen auf die Spraygeometrie und die Eindringtiefe kann es passieren, dass unter Flash-Boiling-Bedingungen Bauteile mit flüssigem Kraftstoff benetzt werden, die bei der ursprünglichen Auslegung eigentlich nicht betroffen wären. Dies kann dann in einer Erhöhung der bereits erwähnten Partikelemissionen resultieren oder

auch zu Ölverdünnung führen, wenn der Kraftstoff die Brennraumwände benetzt. Wenn die Einzelstrahlen des Sprays zu einem großen Hauptstrahl kollabieren, besteht außerdem die Gefahr, dass sich der Kraftstoff nur unzureichend mit der Luft vermischt und deshalb zum Zündzeitpunkt kein ausreichend homogenes Luft-Kraftstoff-Gemisch vorliegt. Lokal magere oder fette Zonen können dann zu erhöhten NO_x -, CO- oder UHC-Emissionen führen. Trotz dieser unerwünschten Effekte soll an dieser Stelle ausdrücklich betont werden, dass das Phänomen Flash Boiling nicht grundsätzlich unerwünscht ist. Insbesondere eine leichte Überhitzung des Kraftstoffs ist häufig sogar vorteilhaft, da die Spraygeometrie weitestgehend noch erhalten bleibt. Gleichzeitig nimmt die mittlere Tropfengröße bereits ab, was eine schnellere Verdunstung des flüssigen Kraftstoffs ermöglicht.

Die Erfassung der beschriebenen Phänomene in der Simulation, insbesondere der Motorsimulation mittels 3D-CFD, ist notwendig, um beurteilen zu können, ob in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung negative Auswirkungen aufgrund von Flash Boiling zu erwarten sind. Die Modellierung von Verdunstung und Zerfall von Sprays unter nicht-Flash-Boiling-Bedingungen ist bereits seit mehreren Jahrzehnten Gegenstand der Forschung und es gibt eine Vielzahl von etablierten und gut validierten Modellen, welche die Abläufe mehr oder weniger detailliert beschreiben und abbilden können [2, 23, 49, 79, 93]. Sobald allerdings in einer Simulation Flash-Boiling-Effekte berücksichtigt werden müssen, versagen die „klassischen“ Spraymodelle. Erst in jüngerer Vergangenheit wurden erste Versuche unternommen, Modelle zu entwickeln, welche die Effekte des Flash Boiling abbilden sollen, was aber häufig nur teilweise gelingt und in der Praxis daher kaum Verwendung findet [60, 71, 96, 114]. Eine Weiterentwicklung der bereits bestehenden Modellansätze wird daher benötigt, um zukünftig den Einfluss von Flash Boiling auf die Gemischbildung, Homogenisierung und Wandfilmbildung zuverlässig abbilden zu können, da insbesondere Simulationsmodelle für die Vorhersage von Wandfilm und Rußpartikeln ohne eine realistische Spraymodellierung praktisch wertlos sind.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden zunächst die Grundlagen zu Benzindirekteinspritzung, Flüssigkeitszerstäubung und Spraysimulation beschrieben. Zudem wird der Stand der Forschung zum Phänomen Flash Boiling erläutert und abschließend auf die Ziele der Arbeit eingegangen. Inhalt von Kapitel 3 sind experimentelle Untersuchungen an einem Motorprüfstand sowie im Fahrzeug. Hierbei lag der Schwerpunkt auf der Analyse des Einflusses diverser Parameter auf die für Flash Boiling relevante Kraftstofftemperatur an der Spitze des Injektors. Kapitel 4 umfasst experimentelle Spraykammeruntersuchungen und numerische Spraysimulationen im Zusammenhang mit Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen. Aus den Ergebnissen wird ein empirisches Modell für 3D-CFD-Spraysimulationen abgeleitet, welches den Einfluss von Flash Boiling auf den Strahlzerfall von überhitzten Sprays berücksichtigt. Zudem werden zwei verschiedene, aus

der Literatur bekannte, Modellansätze zur Verdampfung von überhitzten Einzeltropfen gegenübergestellt und bewertet. In Kapitel 5 folgen 3D-CFD-Simulationen von Sprays unter Flash Boiling Bedingungen. Unter Einsatz des zuvor erarbeiteten empirischen Modells für den überhitzungsbedingten Strahlzerfall werden Simulationen der Einspritzung in eine stationäre Spraykammer durchgeführt, um den Einfluss unterschiedlicher Randbedingungen und Spraygeometrien auf das Spray zu bewerten. Anschließend erfolgt die Anwendung in 3D-CFD-Motorsimulationen, bei denen der Einfluss von Flash Boiling auf die Einspritzung, Gemischbildung und Wandbenetzung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung untersucht wird. Eine Zusammenfassung der Arbeit sowie ein Ausblick erfolgen in Kapitel 6.

Kapitel 2

Grundlagen, Stand der Forschung und Ziele der Arbeit

2.1 Überblick Benzindirekteinspritzung

In diesem Abschnitt soll zunächst auf die Grundlagen der Gemischbildung bei Benzindirekteinspritzung eingegangen werden. Bei aktuellen Motoren wird hierbei im Wesentlichen zwischen zwei Brennverfahren bzw. Einspritzstrategien unterschieden. Beim sogenannten Mager-Schicht-Betrieb wird der Kraftstoff in der Kompressionsphase (siehe Bild 2.1 links) kurz vor oder während der Zündung eingespritzt. Hierbei entsteht ein lokal entflammbares Gemisch, wobei im Mittel über den gesamten Brennraum betrachtet kein stöchiometrisches, sondern ein mageres Gemisch mit deutlichem Luftüberschuss vorliegt. Dadurch dass bei diesem Konzept die Drosselklappe komplett geöffnet bleiben kann, wird der Wirkungsgrad aufgrund reduzierter Ladungswechselverluste vor allem bei kleinen Lasten gesteigert. Aufgrund erhöhter Anforderungen an den Injektor und die Abgasnachbehandlung kommt dieser Ansatz allerdings nicht in der Breite zum Einsatz. Flash Boiling tritt bei diesem Brennverfahren nicht auf, da die Brennraumdrücke zum Zeitpunkt der Einspritzung im Bereich von 10 – 20 bar und damit deutlich über den Dampfdrücken von handelsüblichen Benzin-Kraftstoffen liegen.

Der zweite und derzeit von den meisten Automobilherstellern verfolgte Ansatz zur Gemischaufbereitung ist der Homogenbetrieb. Hierbei wird der Kraftstoff während des Saughubs, bei sich abwärts bewegendem Kolben und geöffneten Einlassventilen, eingespritzt (siehe Bild 2.1 rechts). Durch die hohen Geschwindigkeiten der Luft beim Einströmen in den Brennraum vermischt sich der Kraftstoff mit der Luft und verteilt sich dabei im gesamten Brennraum. Zum Zündzeitpunkt liegt dann ein idealerweise vollständig homogenes, stöchiometrisches Luft-Kraftstoff-Gemisch vor. Abhängig von der Motorlast

(typischerweise zwischen 100 und 200 μm) ab. Neben der Dosierung sind die Anforderungen an den Injektor als zentrale Komponente für die Benzindirekteinspritzung sehr vielfältig. Die Qualität der Strahlaufbereitung hat hierbei mit den größten Stellenwert. Je nach Motordrehzahl liegen zwischen der Einspritzung und der Zündung oft nur wenige Millisekunden, die für Strahlzerfall, Verdunstung und Gemischhomogenisierung zur Verfügung stehen. Ziel ist es, dass die einzelnen Strahlen stark auffächern, um eine möglichst große Luftmenge zu erfassen. Gleichzeitig sollen die Strahlen schnell in möglichst kleine Tropfen zerfallen, da diese aufgrund des größeren Oberflächen- zu Volumenverhältnisses schneller verdunsten. Bei heutigen Systemen mit 200 bar Raildruck liegen die mittleren Sauterdurchmesser oft unter 10 μm . Außerdem sollte die Strahleindringtiefe idealerweise nur so groß sein, dass die Brennraumwände oder der Kolben nicht mit flüssigem Kraftstoff benetzt werden. Je höher die Güte der Strahlaufbereitung im erwähnten Sinne ist, desto einfacher kann eine gute Gemischhomogenisierung erzielt werden, was eine der Voraussetzungen für eine schadstoffarme Verbrennung ist. Die Anpassung der Spritzlochgeometrie ist eine Möglichkeit, die Strahlaufbereitung zu beeinflussen. So führen beispielsweise starke Umlenkungen beim Einströmen in die Spritzlöcher, scharfe Kanten und kurze Lochlängen zu einer stark instationären, turbulenten und häufig kavitationsbehafteten Spritzlochströmung. Diese in ihrer Gesamtheit sehr ungleichförmig ausgeprägte Innenströmung ist für eine gute Strahlaufbereitung sehr förderlich, da der Strahl nach dem Verlassen des Spritzlochs nicht nur aufgrund aerodynamischer Wechselwirkung mit der Umgebung aufbricht, sondern zusätzlich durch Turbulenz und Querströmungen innerhalb des Strahls.

2.1.2 Relevante motorische Randbedingungen

Um das Phänomen Flash Boiling im Kontext des Ottomotors mit Benzindirekteinspritzung einzuordnen, soll zunächst darauf eingegangen werden, welche Bedingungen einen Einfluss auf die Ausprägung des Kraftstoffsprays sowie dessen Ausbreitung im Brennraum haben. Hierzu zählen insbesondere der Brennraumdruck, die Temperatur, Stoffzusammensetzung und Strömungsgeschwindigkeiten des Brennraumgases, sowie der Kraftstoffdruck und die Kraftstofftemperatur. Da sich diese Bedingungen für verschiedene Motorbetriebspunkte teilweise erheblich unterscheiden, wird außerdem erläutert, unter welchen Umständen Flash Boiling auftreten kann und welches hierbei primäre und sekundäre Einflussgrößen sind.

Im Vergleich zum direkt einspritzenden Dieselmotor sind bei Ottomotoren mit Benzindirekteinspritzung die Brennraumdrücke während der Einspritzung im Allgemeinen deutlich niedriger. Dies kann dazu führen, dass sich der Kraftstoff, der im Rail ausschließlich in flüssiger Form vorliegt, beim Eintritt in den Brennraum in einem überhitzten Zustand befindet. Genauer gesagt kann der Sättigungsdampfdruck des Gemischs größer sein als der

Brennraumdruck zum Zeitpunkt der Einspritzung. Ein schlagartiges Sieden (\rightarrow Flash Boiling) ist die Folge, welches einen starken Einfluss auf die Eigenschaften des Kraftstoffsprays haben kann.

Je niedriger die Motorlast, um so stärker versperst die Drosselklappe das Saugrohr, wodurch die angesaugte Luftmenge verringert wird und gleichzeitig der Druck hinter der Drosselklappe immer weiter absinkt. Letztendlich kann der Druck hinter der Drosselklappe – und damit auch im Brennraum während der Einspritzung – lastabhängig Werte zwischen 0.2 bar im Leerlauf bis hin zu 1 bar bei Volllast annehmen. Bei aufgeladenen Motoren werden teilweise sogar Saugrohrdrücke von bis zu 3 bar erreicht. Zwei für das Kraftstoffspray wesentliche Größen werden durch den Brennraumdruck beeinflusst. Zum einen ändert sich die Gasdichte, was hauptsächlich Auswirkungen auf die Strahleindringtiefe sowie den aerodynamischen Strahlzerfall hat. Zum anderen sinkt die Siedetemperatur mit abnehmendem Brennraumdruck. Bei Mehrkomponentenkraftstoffen wie Benzin verschiebt sich die Siedelinie hin zu niedrigeren Kraftstofftemperaturen. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass, je niedriger der Brennraumdruck während der Einspritzung, um so wahrscheinlicher ist es, dass sich der Kraftstoff in einem überhitzten Zustand befindet und somit Flash Boiling auftreten kann.

Die Kraftstofftemperatur ist eine praktisch kaum regelbare, messtechnisch sehr schwierig zu erfassende und doch in Bezug auf das Kraftstoffspray sehr wichtige Größe. Auf dem Weg des Kraftstoffs vom Tank in den Brennraum ändert sich seine Temperatur erheblich. Mit Temperaturen, die weitestgehend denen der Umgebung entsprechen, wird der Kraftstoff über eine Niederdruckpumpe vom Tank zum Motorraum gefördert. Dort befindet sich eine Hochdruckpumpe, welche den Kraftstoff auf den gewünschten Einspritzdruck verdichtet. Die Hochdruckpumpe wird direkt am Motorblock montiert, so dass sie hier, abhängig von der Kühlwassertemperatur, in Temperaturbereichen von üblicherweise 80 bis 100 °C arbeitet. In erster Näherung wird der Kraftstoff beim Durchströmen der Pumpe auf eben diese Temperatur erwärmt, wobei sich die Kraftstofftemperatur durch die Verdichtung zusätzlich noch weiter erhöhen kann. Nach der Hochdruckpumpe strömt der Kraftstoff weiter in das Hochdruckkraftstrahlrohr und von dort in die Injektoren. Dort findet ein zusätzlicher, stark instationärer Wärmeeintrag über die Spitze des Injektors statt, welche in den Brennraum ragt, wo während der Verbrennung Spitzentemperaturen zwischen 2200 und 2400 °C erreicht werden können [66]. Relevant für das Spray ist letztendlich die Temperatur, die der Kraftstoff beim Durchströmen der Spritzlöcher hat. Für die korrekte Simulation von Sprays ist die Kenntnis dieser Temperatur von großer Wichtigkeit. Je nachdem, ob der Motor gerade erst gestartet oder aber längere Zeit bei hohen Lasten betrieben wurde, kann der Kraftstoff kurz vor Eintritt in den Brennraum Temperaturen zwischen der Umgebungstemperatur des Fahrzeugs und etwa 120 °C annehmen. Da der Sättigungsdampfdruck der

Flüssigkeit direkt von seiner Temperatur abhängt, ist die Kraftstofftemperatur neben dem Brennraumdruck also die zweite für Flash Boiling primär relevante Größe.

Der Kraftstoffdruck ist eine der wenigen Größen, die direkt über das Motorsteuergerät eingeregelt werden kann. Häufig ist dieser last- und drehzahlabhängig, da die eingespritzte Masse neben einer Dosierung durch Anpassung der Öffnungsdauer des Injektors auch mittels Kraftstoffdruckvariation geregelt werden kann. Ganz wesentlich beeinflusst der Kraftstoffdruck den Strahlzerfall sowie die Eindringgeschwindigkeit. Grundsätzlich kann man beobachten, dass eine Erhöhung des Kraftstoffdrucks eine bessere Zerstäubung und damit kleinere Tropfen zur Folge hat. Verursacht wird dies durch den stärkeren Impulsaustausch der flüssigen Phase mit dem Gas in der Umgebung sowie durch die erhöhte Turbulenz in der Injektorinnenströmung. Kleinere Tropfen sind grundsätzlich vorteilhaft, da der flüssige Kraftstoff durch das größere Oberflächen- zu Volumenverhältnis schneller verdunstet. Die Überhitzung des Fluids in Bezug auf den Brennraumdruck ist unabhängig vom Kraftstoffdruck. Daher ist aus thermodynamischer Sicht kein Einfluss auf das Phänomen Flash Boiling zu erwarten. Trotzdem sind bei einer Variation des Kraftstoffdrucks auch unter Flash-Boiling-Bedingungen große Auswirkungen auf die Ausprägung des Sprays zu beobachten, was unter anderem in dem Einfluss auf die Dampfbildungsprozesse (z.B. Einfluss auf Kavitationsneigung und Verweildauer des Kraftstoffs im Spritzloch) sowie die Dynamik und den Impuls des zweiphasigen Gemisches beim Verlassen des Spritzlochs begründet liegt.

Die Gastemperatur wird im Wesentlichen durch den Wärmeeintrag in die Frischluft bestimmt, während diese durch die Ansaugstrecke strömt, sowie durch den Restgehalt an heißen Abgasen im Brennraum selbst. Bei aufgeladenen Motoren steigt die Gastemperatur durch die Verdichtung der Luft zunächst weiter an, wird aber häufig über den sogenannten Ladeluftkühler wieder abgesenkt, was einen effizienteren Betrieb des Motors ermöglicht. Höhere Gastemperaturen während der Einspritzung fördern eine schnelle Verdunstung des Kraftstoffs und reduzieren somit auch die Strahleindringtiefe. Die Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraum steigen mit zunehmender Drehzahl und den damit verbundenen höheren Kolbengeschwindigkeiten an. Man spricht hierbei auch von zunehmender Ladungsbewegung. Bereits bei einer Drehzahl von 2000 min^{-1} sind lokal Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 50 m/s nicht unüblich. Die Strömung im Brennraum interagiert hierbei mit dem Kraftstoffspray und kann die ursprüngliche Spraygeometrie stark beeinflussen. Während die Ladungsbewegung in keinem direkten Zusammenhang mit dem Erreichen von Flash-Boiling-Bedingungen steht, kann die Gastemperatur durchaus einen Einfluss auf die Ausprägung des Sprays haben. Wenn die Gastemperatur hinreichend gering ist, kann es passieren, dass der durch das schlagartige Sieden entstandene Dampf beim Durchmischen mit der kalten Umgebung teilweise wieder auskondensiert. Die Temperaturen im Motor

sind hierfür meistens zu hoch, jedoch kann der Effekt durchaus in stationären Versuchsaufbauten wie beispielsweise einer unbeheizten Spraykammer, beobachtet werden.

2.2 Grundlagen der Flüssigkeitszerstäubung

Systeme für die Benzindirekteinspritzung basieren heutzutage im Wesentlichen auf dem Prinzip der Druckzerstäubung. In diesem Abschnitt sollen daher zunächst die Grundlagen der Druckzerstäubung ohne zusätzlichen Einfluss durch Flash Boiling erläutert werden. Hierbei befindet sich der Kraftstoff in einem Druckreservoir (Hochdruckrail, Injektor). Beim Strömen durch die Spritzlöcher wird die Druckenergie in kinetische Energie umgewandelt und der entstehende Strahl zerfällt anschließend in einzelne Tropfen. Es existieren mehrere dimensionslose Kennzahlen, anhand derer sich der Einspritzvorgang charakterisieren lässt [49]. Diese basieren auf der Ausströmgeschwindigkeit u , dem Spritzlochdurchmesser d_{sl} , der Dichte der Flüssigkeit ρ_f , der Oberflächenspannung σ_f sowie der dynamischen Viskosität μ_f . Hierbei setzt die Reynoldszahl Trägheits- und Zähigkeitskräfte ins Verhältnis:

$$Re = \frac{ud_{sl}\rho_f}{\mu_f} \quad (2.1)$$

Die Weberzahl wiederum beschreibt das Verhältnis von Trägheits- zu Oberflächenspannungskräften:

$$We = \frac{\rho_f u^2 d_{sl}}{\sigma_f} \quad (2.2)$$

Eliminiert man die Ausströmgeschwindigkeit aus diesen beiden Kennzahlen, erhält man als Dritte die Ohnesorgezahl:

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma_f d_{sl}}} \quad (2.3)$$

Basierend auf Reynolds- und Ohnesorgezahl lässt sich im sogenannten Ohnesorge-Diagramm (Abbildung 2.3 rechts) eine grobe Einteilung in verschiedene Zerfallsregimes vornehmen [49, 59, 81]. Beim Rayleigh-Zerfall bilden sich aufgrund der Oberflächenspannung Tropfen, deren Durchmesser größer als der Lochdurchmesser ist. Wird die Austrittsgeschwindigkeit erhöht, so entfernt sich der Tropfenentstehungsort zunehmend vom Lochaustritt. Bei weiterer Erhöhung der Geschwindigkeit spielen aufgrund der Wechselwirkung von Flüssigkeit mit der umgebenden Gasphase zunehmend aerodynamische Kräfte eine Rolle (1. Windinduzierter Zerfall). Diese verstärken die Instabilitäten an der Strahloberfläche, so dass der Strahl schneller in einzelne Tropfen zerfällt. Im Bereich des 2.

Windinduzierten Zerfalls nehmen die aerodynamischen Kräfte weiter zu. Die Turbulenz im Strahl hat nun ebenfalls einen signifikanten Einfluss auf den Zerfall. Als Konsequenz bilden sich die Tropfen nun nicht mehr ausschließlich an der Strahlspitze, sondern spalten sich auch seitlich von der Strahloberfläche ab. Die Tropfendurchmesser sind typischerweise deutlich kleiner als der Lochdurchmesser und die Länge des intakten Strahlkerns nimmt weiter ab. Bei weiter erhöhter Geschwindigkeit spricht man vom Atomisieren bzw. Zerstäuben des Strahls. Dieser zerfällt dann bereits kurz nach dem Lochaustritt, wobei die entstehenden Tropfen sehr viel kleiner als der Lochdurchmesser sind. Heutige Systeme für die Benzindirekteinspritzung arbeiten hauptsächlich in diesem Bereich. Ein Überblick über die verschiedenen Zerfallsregimes ist in Abbildung 2.3 links dargestellt. Zu beachten ist hierbei allerdings, dass bei der erläuterten Unterteilung der Einfluss verschiedener Düseninnen- bzw. Lochgeometrien nicht berücksichtigt wird. Des Weiteren wurden die Auswirkungen verschiedener Gegendrücke bzw. der Gasdichten der Umgebung, in die der Strahl eingespritzt wird, ebenfalls nicht betrachtet, wobei bekannt ist, dass sich die einzelnen Bereiche für höhere Gasdichten im Ohnesorge-Diagramm nach links verschieben.

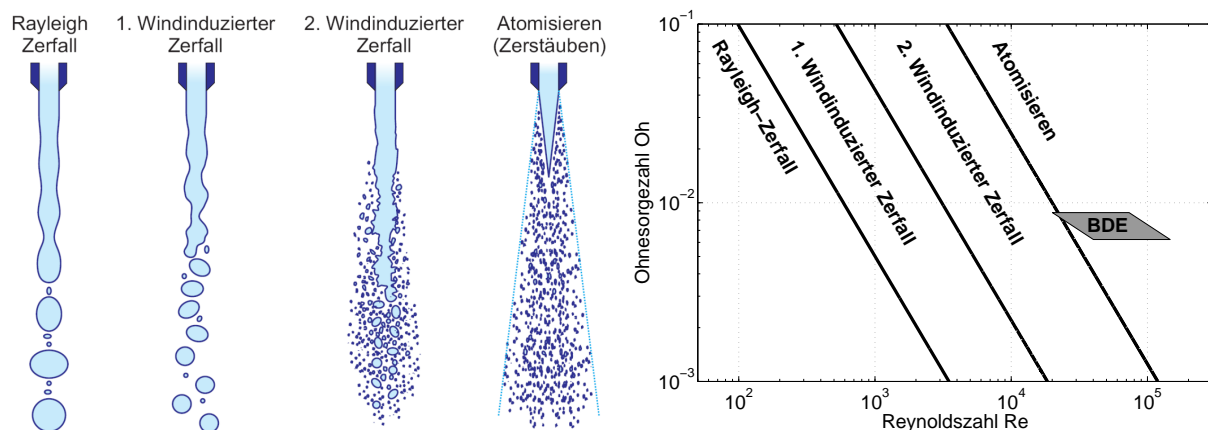


Abbildung 2.3: Unterteilung der Zerfallsbereiche [59, 95]

Vorteilhaft für eine schnelle Verdunstung des flüssigen Kraftstoffs ist unter anderem die Zerstäubung in möglichst kleine Tropfen. Ausgehend vom Ohnesorge-Diagramm (Bild 2.3 rechts) sowie der Definition von Reynolds- und Ohnesorgezahl ergeben sich mittels Druckzerstäubung kleinere mittlere Tropfengrößen für:

- höhere Austrittsgeschwindigkeiten und damit höhere Kraftstoffdrücke
- größere Spritzlochdurchmesser
- kleinere dynamische Viskositäten des Kraftstoffs
- größere Dichten des Kraftstoffs
- kleinere Oberflächenspannungen des Kraftstoffs

Parallel zu den oben beschriebenen Vorgängen, welche häufig mit dem Begriff Primärzerfall zusammengefasst werden, können die entstandenen Ligamente und Tropfen aufgrund von aerodynamischen Kräften weiter in kleinere Tropfen zerfallen. Dieser als Sekundärzerfall bezeichnete Vorgang hängt im Wesentlichen von der Weberzahl ab, welche hier im Gegensatz zu Gleichung 2.2 auf der Gasdichte ρ_g und dem Tropfendurchmesser d_D sowie der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase u_{Rel} basiert und daher auch Tropfen-Weberzahl genannt wird:

$$We_D = \frac{\rho_g u_{Rel}^2 d_D}{\sigma_f} \quad (2.4)$$

Im Allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass ein Tropfen für Weberzahlen größer zwölf zerfällt [65]. Eine Unterteilung in die verschiedenen Tropfenzerfallsmechanismen in Abhängigkeit von der Tropfen-Weberzahl ist in Abbildung 2.4 dargestellt.



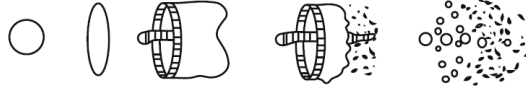
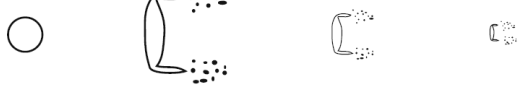
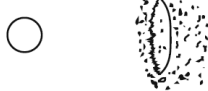

Schwingungszerfall ($12 < We < 18$)	Strömung → 
Blasenzerfall ($18 < We < 45$)	Strömung → 
Keulen- und Blasenzerfall ($45 < We < 100$)	Strömung → 
Grenzschichtabstreifung ($100 < We < 350$)	Strömung → 
Wellenabstreifung ($350 < We < 2670$)	Strömung → 
Zerfall durch Rayleigh-Taylor Instabilität ($2670 < We$)	Strömung → 

Abbildung 2.4: Zerfallsmechanismen von Tropfen [21, 65]

2.3 Grundlagen der Spraysimulation

In diesem Abschnitt sollen die eingesetzten numerischen Methoden und Modelle erläutert werden, welche im Rahmen dieser Arbeit für die Simulation von Sprays verwendet wurden. Auf die Grundlagen der numerischen Strömungssimulation (Computational Fluid Dynamics, CFD) soll hierbei nur kurz eingegangen werden, für eine ausführliche Beschreibung sei auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen [22, 35, 47].

2.3.1 Euler-Lagrange-Methode

Für die Simulation von Sprays hat sich heutzutage vor allem die sogenannte Euler-Lagrange-Methode durchgesetzt. Die kontinuierliche gasförmige Phase wird hierbei mittels einer ortsfesten (Euler'schen) Betrachtungsweise über sogenannte Kontrollvolumina oder Gitterzellen bilanziert. Um die flüssige Phase zu beschreiben, werden die Tropfen als diskrete Partikel (DDM - Discrete Droplet Method) betrachtet, deren Position permanent im Berechnungsgebiet verfolgt wird (Lagrange'sche Betrachtungsweise). Da die Anzahl der Tropfen in einem typischen BDE-Spray in Größenordnungen zwischen 10^7 und 10^9 liegt, wäre der Rechenaufwand unrealistisch hoch, wenn jeder Tropfen einzeln abgebildet würde. Aus diesem Grund wird mit sogenannten repräsentativen Tropfenpaketen oder *Parcels* gearbeitet, die viele Tropfen mit den gleichen Eigenschaften wie Masse und Temperatur zusammenfassen, wodurch sich der Rechenaufwand deutlich reduzieren lässt. Um eine ausreichende Genauigkeit bei der Simulation zu erhalten, wird das Spray üblicherweise mit 10^5 bis 10^6 *Parcels* abgebildet. Für jedes dieser *Parcels* wird zu jedem Zeitschritt mittels verschiedener Teilmodelle die Bewegung, der Zerfall und die Verdunstung modelliert. Die gasförmige und die flüssige Phase werden in beide Richtungen gekoppelt berechnet. So geht zum Beispiel die pro Zeitschritt verdunstete Masse als Quellterm in die Stoff- und Massenbilanzgleichungen der Gasphase ein. Gleiches gilt für den Impuls und die Energie. Umgekehrt wird das *Parcel* durch seine unmittelbare Umgebung, also der Gitterzelle, in der es sich im betrachteten Zeitschritt befindet, direkt beeinflusst. Dies wird dadurch berücksichtigt, dass der Zustand im betrachteten Kontrollvolumen als Randbedingung für die Teilmodelle fungiert, mit der die Zustandsänderungen der *Parcels* berechnet werden. Dieser Ansatz ist schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt, wobei die Größe n_D die Anzahl der Tropfen in dem *Parcel* bezeichnet.

2.3.2 Modellierung der Gasphase

Die Strömung in einem Brennraum ist dreidimensional, instationär, turbulent und kompressibel. Basierend auf dem Erhaltungsprinzip können Grundgleichungen hergeleitet wer-

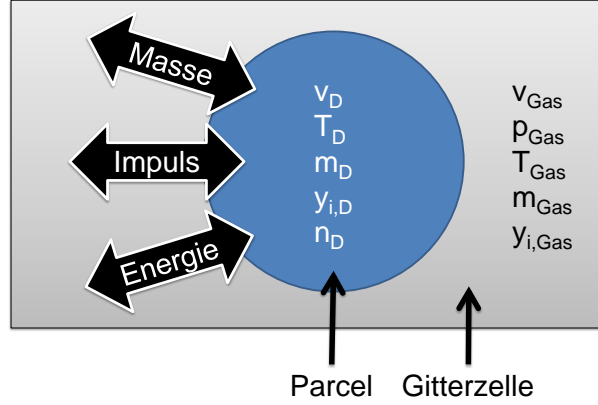


Abbildung 2.5: Kopplung von Parcel und Gitterzelle

den, welche die Strömung eines Fluids beschreiben. Hierbei wird über ein sogenanntes Kontrollvolumen bilanziert, wodurch sich die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Energie und Stoffkonzentration herleiten lassen [84].

Die differenzielle Form der Massenerhaltungsgleichung in kartesischen Koordinaten lautet unter Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_g u_i) = S_\rho, \quad (2.5)$$

wobei u_i die drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors und S_ρ den Quellterm für den Massentransport aus der flüssigen Phase darstellen.

Basierend auf dem zweiten Newton'schen Gesetz ergibt sich die Impulserhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} - \frac{\partial p_g}{\partial x_i} + \rho_g f_i + S_{u_i} \quad (2.6)$$

Hierbei sind $\rho_g f_i$ die spezifischen Feldkräfte, p_g der Druck in der Gasphase, S_{u_i} der Quellterm aufgrund von Wechselwirkungen mit der flüssigen Phase und τ_{ij} der viskose Teil des Spannungstensors, der für Newton'sche Fluide wie folgt definiert ist:

$$\tau_{ij} = \mu_g \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.7)$$

Basierend auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, der besagt, dass die Änderung der inneren Energie e eines Systems gleich der Summe aus der zu- oder abgeführten Wärme und der am oder vom System verrichteten Arbeit ist, ergibt sich die Energieerhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g e) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_g u_i e) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tau_{ij} - \frac{\partial u_i}{\partial x_i} p_g + \rho_g f_i u_i + S_e \quad (2.8)$$

Der Term S_e bildet die Wärmeströme zwischen Gas- und Flüssigphase ab. λ_g ist die Wärmeleitfähigkeit des Gases. Feldkräfte wie die Schwerkraft spielen in Motorsimulationen üblicherweise eine untergeordnete Rolle und werden daher vernachlässigt. Da die Gasphase kein Reinstoff ist, sondern beispielsweise ein Gemisch aus Luft und Kraftstoffdampf, muss die lokale Konzentration der einzelnen Spezies ebenfalls bekannt sein. Die Größe, mit der sich die Stoffzusammensetzung beschreiben lässt, ist der Massenbruch $Y_{g,i}$. Dieser wird in der sogenannten Speziestransportgleichung bilanziert, wobei D_g der lokale Diffusionskoeffizient und $S_{Y_{i,g}}$ die Änderung des Massenbruchs aufgrund von Tropfenverdunstung oder chemischer Reaktionen sind:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g Y_{i,g}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g u_j Y_{i,g}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_g \frac{\partial \rho_g Y_{i,g}}{\partial x_j} \right) + S_{Y_{i,g}} \quad (2.9)$$

Für diesen Satz an gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differenzialgleichungen zweiter Ordnung existiert bis auf wenige Ausnahmen keine analytische Lösung. Daher muss die Lösung üblicherweise mittels numerischer Methoden iterativ bestimmt werden. Zunächst muss das Berechnungsgebiet in viele kleine Teilvolumina zerlegt werden. Dabei entstehen sogenannte Rechengitter, wobei die Anzahl der Gitterzellen bei Motorsimulationen im Bereich von 10^6 bis 10^7 liegt. Eine höhere räumliche Auflösung ermöglicht dabei eine genauere Erfassung der Strömung, allerdings steigen dadurch auch die Berechnungsdauer und der Speicherbedarf. Anschließend werden die Gleichungen auf Basis der Finite-Volumen-Methode approximiert und auf jedes diskrete Volumen (= Gitterzelle) angewendet. Schließlich erhält man ein lineares algebraisches Gleichungssystem, welches mittels verschiedener expliziter oder impliziter Lösungsalgorithmen iterativ gelöst werden kann. Dies geschieht für wiederum diskrete Zeitpunkte. Die Zeitschrittweite wird dabei vom Anwender vorgegeben und liegt bei Motorsimulation im Bereich von 1 - 10 μ s. In dieser Arbeit wurde für die Strömungssimulation auf die Software FIRE v2011.1 der AVL List GmbH zurückgegriffen [10], mit der die Vernetzung, das Preprocessing, die Rechnungen und das Postprocessing durchgeführt wurden.

2.3.3 Modellierung der Flüssigphase

In diesem Abschnitt soll auf die wesentlichen Aspekte der Spraymodellierung eingegangen werden, wobei das Thema Flash Boiling hier ausgeklammert und separat in einem späteren Abschnitt behandelt wird. Im Folgenden werden die Teilmodelle erläutert, welche für die Initialisierung des Sprays, den Zerfall des Strahls und der Tropfen, die Tropfenverdunstung, die turbulente Dispersion sowie die Interaktion der Tropfen mit der Wand verwendet wurden.

2.3.3.1 Sprayinitialisierung

Da sich die Zeit- und Längenskalen zwischen der Strömung des Kraftstoffs im Injektor und der Strömung des Gases im Brennraum sehr stark unterscheiden, ist eine parallele Berechnung von Injektor und Brennraumströmung nicht praktikabel. Stattdessen wird das Spray während der Simulation an der Position initialisiert, die der Austrittsfläche der Spritzlöcher entspricht. Abhängig von der Art der Initialisierung müssen dabei eine gewisse Anzahl an Parametern vom Anwender vorgegeben werden. Eine Möglichkeit besteht darin, vorab eine Simulation der Injektorinnenströmung durchzuführen. Anschließend können die Ergebnisse aus der Innenströmung an einer zuvor definierten Kopplungsfläche (typischerweise am Lochaustritt) exportiert und für die Sprayinitialisierung verwendet werden. Dabei werden zu jedem Zeitschritt und an jeder Zelle auf der Kopplungsfläche die für die Sprayinitialisierung benötigten Größen übergeben. Üblicherweise sind dies die Geschwindigkeit und die Stoffanteile (Luft, Kraftstoff flüssig, Kraftstoff dampfförmig) sowie gegebenenfalls auch die turbulente kinetische Energie. Diese Kopplung ermöglicht meist eine realistische Sprayinitialisierung, weil dadurch unter anderem der Primärzerfall besser modelliert werden kann [23, 95], ist aber durch die benötigte Innenströmungssimulation auch sehr aufwendig. Ein weiteres Problem ist, dass sich die Innenströmung unter Flash-Boiling-Bedingungen stark von einer klassischen „kalten“ Innenströmung unterscheidet (siehe Abschnitte 2.4.2 und 2.4.4). Bis auf wenige akademische Strömungslöser [57, 75] sind die meisten kommerziell erhältlichen CFD-Programme noch nicht in der Lage, eine überhitzte Innenströmung zu simulieren. Daher ist die Sprayinitialisierung mittels Kopplung für Spraysimulationen unter Flash-Boiling-Bedingungen aktuell keine praktikable Option.

Eine einfachere Methode, die sogenannte klassische Initialisierung, verzichtet auf die Innenströmungssimulation, benötigt dadurch allerdings mehr Eingabegrößen vom Anwender. Abbildung 2.6 zeigt eine Illustration, wie das Spray bei dieser Methode initialisiert wird. Basierend auf einer vorgegeben Massenstromrate dm_f/dt werden pro Rechenzeitschritt Δt eine bestimmte Anzahl von Parcels mit einer Gesamtmasse von $dm_f/dt \times \Delta t$ initialisiert. Die stationäre Massenstromrate eines Injektors bei komplett geöffneter Nadel hängt im Wesentlichen vom Kraftstoffdruck, der Anzahl der Löcher sowie der individuellen Lochdurchmesser ab. Bei der klassischen Initialisierung wird davon ausgegangen, dass die Verteilung des Massenstroms über den Lochquerschnitt homogen ist. Die vorgegebene Massenstromrate kann im einfachsten Fall über die gesamte Einspritzdauer konstant sein, was aber die Dynamik des Injektors komplett vernachlässigen würde. Berücksichtigt man den Öffnungs- und Schließvorgang der Nadel, so ergeben sich eher trapezförmige Verläufe. Mittels 1D-Hydraulik-Simulationen oder Messungen mit einem Hydraulischen Druckanstiegs-Analysator (HDA) können reale Verläufe ermittelt werden, welche dann als Grundlage für Spraysimulationen verwendet werden können. Ein typischer

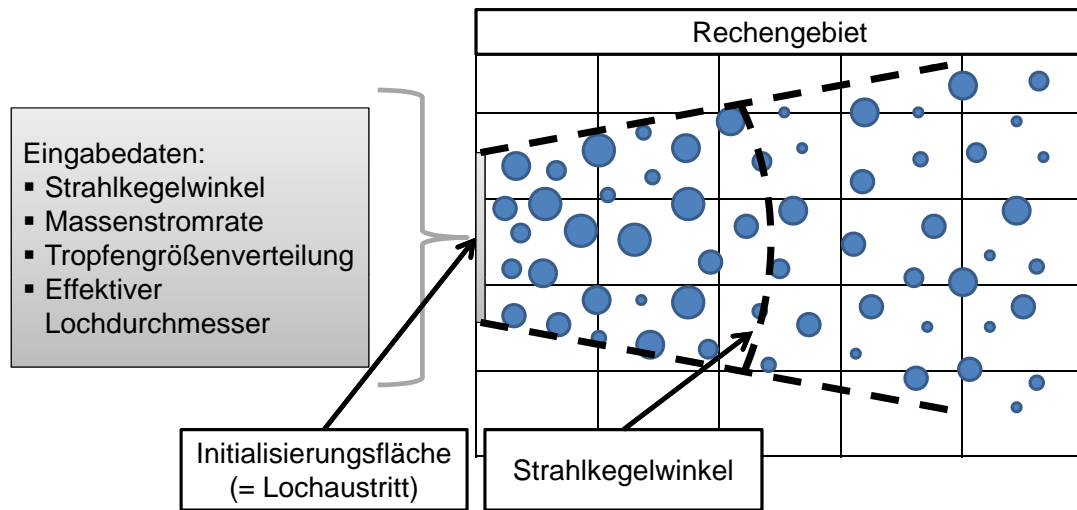


Abbildung 2.6: Illustration klassischer Initialisierung

Verlauf ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

Während sich der Betrag der Tropfengeschwindigkeiten u_D zum Zeitpunkt der Initialisierung aus der Dichte des Kraftstoffs ρ_f , dem Lochquerschnitt A_{Sl} und dem Massenstrom dm_f/dt berechnen lässt ($u_D = (dm_f/dt)/(\rho_f A_{Sl})$), ist die Richtung abhängig vom sogenannten Strahlkegelwinkel ($OCA = \text{Outer Cone Angle}$), der vom Anwender vorgegeben werden muss. Hierbei wird angenommen, dass der Winkel ϕ zwischen dem Geschwindigkeitsvektor $u_{i,D}$ und dem Normalenvektor n_i der Austrittsfläche als Funktion des Initialisierungsortes r auf der (kreisrunden) Austrittsfläche variiert (siehe Gleichung 2.10). Es handelt sich hierbei also um einen rotationssymmetrischen Strahl mit einer vom Anwender vorzugebenden Tropfengrößenverteilung.

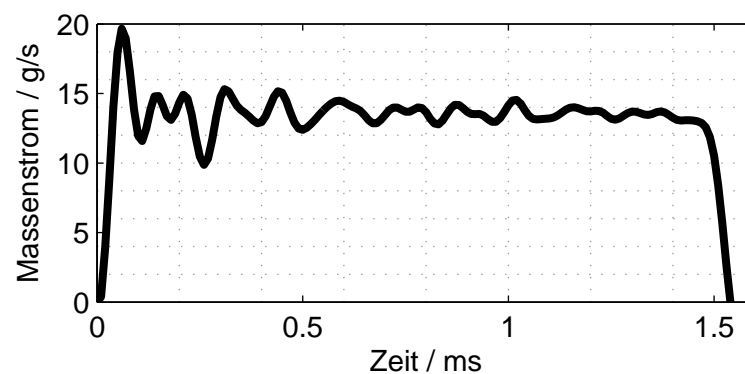


Abbildung 2.7: Typischer Verlauf der Massenstromrate bei einem magnetgetriebenen Hochdruckeinspritzventil bei einer Ansteuerdauer von 1.5 ms

$$\arccos\left(\frac{u_{i,D}n_i}{\|u_{i,D}\|\|n_i\|}\right) = \phi = f\left(\frac{r}{r_{Sl}}\right) = \frac{r}{r_{Sl}} \frac{OCA}{2} \quad (2.10)$$

2.3.3.2 Tropfendynamik und Tropfenverdunstung

Es gilt die Annahme eines kugelsymmetrischen Tropfens. Die Änderung des Tropfenradius r_D ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$\frac{dm_D}{dt} = \frac{d(\rho_f \frac{4}{3}\pi r_D^3)}{dt} = 4\pi r_D^2 \rho_f \frac{dr_D}{dt} \quad (2.11)$$

Wird der aerodynamische Widerstand F_W als einzig relevante Kraft angenommen, so ergibt sich aus der Impulsbilanz und $u_{Rel} = u_D - u_g$:

$$-\frac{1}{2}C_W \rho_g \pi r_D^2 u_{Rel} \|u_{Rel}\| = \frac{4}{3}\pi r_D^3 \rho_f \frac{du_D}{dt} \Rightarrow \frac{du_D}{dt} = -\frac{3}{8} \frac{\rho_g C_W}{\rho_f r_D} u_{Rel} \|u_{Rel}\| \quad (2.12)$$

Hierbei ist der Widerstandskoeffizient C_W eine Funktion der Tropfenreynoldszahl Re_D [2, 93]:

$$C_W = \frac{24}{Re_D} (1 + 0.15 Re_D^{0.687}) \quad (2.13)$$

mit

$$Re_D = \frac{2\rho_g u_{Rel} r_D}{\bar{\mu}_g} \quad (2.14)$$

Zur Bestimmung von $\bar{\mu}_g$ werden eine Referenztemperatur \bar{T} sowie ein Referenzdampfmasseanteil \bar{Y}_v benötigt. Diese Größen werden mithilfe der sogenannten '1/3-Regel' [108] aus den Werten an der Tropfenoberfläche ($_s$) und der Umgebung ($_\infty$) berechnet:

$$\bar{T} = T_s + \frac{1}{3} (T_\infty - T_s) \quad (2.15)$$

$$\bar{Y}_v = Y_{v,s} + \frac{1}{3} (Y_{v,\infty} - Y_{v,s}) \quad (2.16)$$

Die Dampfmassefraktion an der Tropfenoberfläche $Y_{v,s}$ wird unter Annahme einer mit Kraftstoffdampf gesättigten Gasphase unmittelbar außerhalb des Tropfens

$$p_{v,s} = p_{Sat}(T_s)$$

und

$$Y_{v,s} = \frac{p_{v,s}}{p} M_{W,f} / \sum_i x_i M_{W,i} \quad (2.17)$$

bestimmt, wobei p den Druck in der Umgebung und M_W die molare Masse bezeichnen. Wie zu Beginn dieses Abschnitts bereits erwähnt, sollen zunächst nur die Teilmodelle für nicht überhitzte Sprays vorgestellt werden. Insbesondere beim Thema Tropfenverdampfung (der Partialdruck des Dampfes an der Tropfenoberfläche ist größer oder gleich dem Umgebungsdruck) bzw. Tropfenverdunstung (der Partialdruck des Dampfes an der Tropfenoberfläche ist kleiner als der Umgebungsdruck) unterscheiden sich die Modellierungsansätze in Abhängigkeit davon, ob der Tropfen überhitzt ist oder nicht, teilweise erheblich. Ziel eines Modells für die Tropfenverdunstung ist es, den Wärmestrom in den Tropfen \dot{Q}_D sowie Verdampfungsmassenstrom \dot{m}_{ev} zu bestimmen. Da sich die beiden Größen gegenseitig beeinflussen, muss ein geschlossenes System von Gleichungen hergeleitet werden, welches diese Kopplung berücksichtigt. Hierbei wird vereinfacht ein kugelsymmetrischer Tropfen angenommen, so dass ein eindimensionaler Ansatz verwendet werden kann, der die Transportprozesse beschreibt. Je nach Anwendungsfall wird teilweise auch die Veränderlichkeit der relevanten Größen (Temperatur, Stoffzusammensetzung) innerhalb des Tropfens berücksichtigt, so dass sich der entsprechende Wert an der Tropfenoberfläche durchaus von dem im Tropfeninneren unterscheiden kann. Die bei ottomotorischen Sprays auftretenden Tropfengrößen und -geschwindigkeiten lassen jedoch die Anwendung des sogenannten Rapid-Mixing-Modells zu [48]. Dabei wird angenommen, dass Temperatur und Stoffzusammensetzung aufgrund starker konvektiver Transportprozesse im gesamten Tropfen homogen sind.

Das im Rahmen dieser Arbeit überwiegend eingesetzte Modell von Abramzon und Sigrignano [2] berücksichtigt den durch erzwungene Konvektion beeinflussten Wärme- und Stofftransport über die Tropfenoberfläche mithilfe der sogenannten 'Film-Theorie' [11]. Angenommen werden hierbei den Tropfen umgebende Temperatur- bzw. Stoffkonzentrationsgrenzschichten der Dicke

$$\delta_{T0} = \frac{2r_D}{Nu_0 - 2} \quad (2.18)$$

bzw.

$$\delta_{M0} = \frac{2r_D}{Sh_0 - 2} \quad . \quad (2.19)$$

Hierbei ist Nu_0 die Nusseltzahl und Sh_0 die Sherwoodzahl, welche nach den Frössling-Korrelationen [24] berechnet werden. Die durch die Stefanströmung verursachte Aufweitung dieser Grenzschichten wird mithilfe eines Korrekturfaktors F_T bzw. F_M und modifizierter Nusselt- bzw. Sherwoodzahlen berücksichtigt:

$$Nu^* = 2 + (Nu_0 - 2) / F_T \text{ mit } F_T = \delta_T / \delta_{T0} \quad (2.20)$$

$$Sh^* = 2 + (Sh_0 - 2) / F_M \text{ mit } F_M = \delta_M / \delta_{M0} \quad (2.21)$$

Die Korrekturfaktoren sind hierbei eine Funktion der Spalding'schen Massen- bzw. Wärmetransportzahl:

$$F_{M/T}(B_{M/T}) = (1 + B_{M/T})^{0.7} \frac{\ln(1 + B_{M/T})}{B_{M/T}} \quad (2.22)$$

$$B_M = \frac{Y_{v,s} - Y_{v,\infty}}{1 - Y_{v,s}} \quad (2.23)$$

$$B_T = \frac{\bar{c}_{p,v} (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v(T_s) + \dot{Q}_D / \dot{m}_{ev}} \quad (2.24)$$

Die Verdunstungsrate wird mithilfe der folgenden beiden Gleichungen beschrieben:

$$\dot{m}_{ev} = 2\pi \bar{\rho}_g \bar{D}_g r_D Sh^* \ln(1 + B_M) \quad (2.25)$$

$$\dot{m}_{ev} = 2\pi \frac{\bar{\lambda}_g}{\bar{c}_{p,v}} r_D Nu^* \ln(1 + B_T) \quad (2.26)$$

Die Größen $\bar{c}_{p,v}$ (Wärmekapazität des Dampfes), $\bar{\rho}_g$ (Dichte des den Tropfen umgebenden Gasgemisches), \bar{D}_g (Diffusivität) und $\bar{\lambda}_g$ (Wärmeleitfähigkeit) werden dabei nach der zuvor bereits vorgestellten '1/3-Regel' berechnet (Gleichungen 2.15 und 2.16). Die Herleitungen der Gleichungen 2.25 und 2.26 finden sich in [1] und [2].

Mithilfe der zuvor gefundenen Modellgleichungen können der Verdunstungsmassenstrom \dot{m}_{ev} sowie der Wärmestrom in den Tropfen \dot{Q}_D schrittweise berechnet werden. Voraussetzung hierfür ist, dass die Tropfenoberflächentemperatur T_s , die Tropfengeschwindigkeit u_D , sowie der Zustand der den Tropfen umgebenden Strömung u_∞ , T_∞ , ρ_∞ und $Y_{v,\infty}$ bekannt sind. Folgender Algorithmus findet hierfür Anwendung [2]:

1. Bestimmung der Kraftstoffmassenfraktion an der Tropfenoberfläche:

$$Y_{v,s} = \frac{p_{v,s}}{p} M_{W,f} / \sum_i x_i M_{W,i} \quad (2.27)$$

mit

$$p_{v,s} = p_{Sat}(T_s)$$

2. Bestimmung der thermodynamischen und physikalischen Stoffgrößen innerhalb des den Tropfen umgebenden Films. Mithilfe der Referenztemperatur \bar{T} bzw. Referenzkraftstoffzusammensetzung \bar{Y}_v werden nun die als konstant angenommen Stoffgrößen

$$\bar{\rho}_g, \bar{c}_{p,v}, \bar{c}_{p,g}, \bar{\lambda}_g, \bar{\mu}_g, \bar{D}, \bar{Le} = \frac{\bar{\lambda}_g}{\bar{\rho}_g \bar{D} \bar{c}_{p,g}}, \bar{Pr} = \frac{\bar{\mu}_g \bar{c}_{p,g}}{\bar{\lambda}_g}, \bar{Sc} = \frac{\bar{\mu}_g}{\bar{\rho}_g \bar{D}_g}$$

berechnet.

3. Berechnung der Reynoldszahl nach

$$Re = \frac{2\rho_\infty u_{Rel} r_D}{\bar{\mu}_g}$$

sowie der Nusselt- und Sherwoodzahl für einen nicht verdunstenden Tropfen mithilfe der Frössling-Korrelationen [24]:

$$Nu_0 = 2 + 0.552 Re^{1/2} Pr^{1/3}$$

$$Sh_0 = 2 + 0.552 Re^{1/2} Sc^{1/3}$$

4. Berechnung der Spalding'schen Massentransferzahl B_M (Gleichung 2.23), des Korrekturfaktors F_M (Gleichung 2.22), der modifizierten Sherwoodzahl Sh^* (Gleichung 2.21), sowie der Verdunstungsrate \dot{m}_{ev} nach Gleichung 2.25.
5. Berechnung des Korrekturfaktors F_T (Gleichung 2.22) unter Verwendung der Spalding'schen Wärmetransferzahl B_T . Da diese nicht direkt analytisch bestimmt werden kann, muss zunächst mit einem geeigneten Startwert oder dem Wert aus dem vorherigen Zeit- bzw. Iterationsschritt B_T^{old} gerechnet werden.
6. Berechnung der modifizierten Nusseltzahl Nu^* nach Gleichung 2.20.
7. Gleichsetzen der beiden Terme für den Verdunstungsmassenstrom (Gleichungen 2.25 und 2.26) und auflösen nach B_T ergibt:

$$B_T = (1 + B_M)^\Phi - 1$$

mit

$$\Phi = \frac{\bar{c}_{p,v}}{\bar{c}_{p,g}} \frac{Sh^*}{Nu^*} \frac{1}{\bar{Le}}$$

8. Prüfen, ob $|B_T^{old} - B_T| < \epsilon$, wobei ϵ die gewünschte minimale Genauigkeit darstellt. Falls diese Bedingung nicht erfüllt ist, die Iteration ab Schritt 5 wiederholen.

9. Bestimmung des den Tropfen penetrierenden Wärmestroms:

$$\dot{Q}_D = \dot{m}_{ev} \left(\frac{\bar{c}_{p,v} (T_\infty - T_s)}{B_T} - \Delta h_v(T_s) \right)$$

Im Hinblick auf die Simulation von überhitzten Sprays soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass dieses Modell nicht in der Lage ist, Tropfen zu behandeln, deren Oberflächentemperatur gleich der Siedetemperatur ist (wovon bei einem überhitzten Tropfen teilweise auszugehen ist). Für den Fall, dass $T_s = T_{Sat}$, ergibt sich $Y_{v,s} = 1$ und damit $\dot{m}_{ev} \propto B_M \rightarrow \infty$. Diese Singularität ist ein Schwachpunkt, der auch in anderen Verdunstungsmodellen existiert, welche auf der Spalding'schen Annahme $\dot{m}_{ev} \propto B_M$ beruhen, zum Beispiel das Modell von Dukowicz [20].

2.3.3.3 Zerfallsmodelle

Die in dieser Arbeit verwendete Methode der klassischen Initialisierung greift auf empirisch ermittelte Tropfengrößenverteilungen zurück, bei der die Tropfen deutlich kleiner als der Spritzlochdurchmesser sind. Der Primärzerfall des Strahls wird hierbei nicht explizit modelliert. Abhängig vom Einspritzdruck und damit von der Geschwindigkeit der Tropfen sowie von Geschwindigkeit und Dichte des Gases, in welches eingespritzt wird, zerfallen die Tropfen aufgrund des Sekundärzerfalls dennoch weiter in kleinere Tröpfchen. Dieser Prozess muss ebenfalls modelliert werden. Ein möglicher Modellierungsansatz wird durch das WAVE-Modell [79] beschrieben. Basierend auf einer linearen Stabilitätsanalyse werden die Wachstumsrate und die Wellenlänge von ursprünglich minimalen Störungen an der Tropfenoberfläche beschrieben, die aufgrund der Wechselwirkung von Gasphase und Flüssigphase entstehen. Es wird davon ausgegangen, dass die am stärksten wachsende Wellenlänge Λ proportional zum stabilen Tropfendurchmesser r_{stable} ist:

$$r_{stable} = C_1 \Lambda \quad (2.28)$$

C_1 ist eine Modellkonstante und wird mit dem Wert 0.61 angenommen. Die Änderung des Tropfenradius r_D wird über folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{dr_D}{dt} = \frac{r_{stable} - r_D}{\tau} \quad (2.29)$$

Wichtig hierbei ist der Punkt, dass bei der Anwendung dieses Zerfallsmodells keine neuen Parcels generiert werden. Vielmehr reduziert sich die repräsentative Tropfengröße, während gleichzeitig die Anzahl der Tropfen im Parcel erhöht wird, damit die Gesamtmasse des Parcels unverändert bleibt. Die Größe τ ist eine charakteristische Zerfallszeit und wird über folgende Gleichung berechnet:

$$\tau = \frac{3.726 C_2 r_D}{\Lambda \Omega} \quad (2.30)$$

C_2 ist eine weitere Modellkonstante, die im Wesentlichen den durch die geometrischen Eigenschaften der Düse bedingten Einfluss auf den Strahlzerfall abbilden soll. Je niedriger C_2 desto schneller zerfallen die Tropfen und desto kürzer ist die Strahlenpenetration. Gleichzeitig verdunstet der Kraftstoff aufgrund der größeren Gesamtoberfläche schneller. Die am stärksten wachsende Wellenlänge Λ sowie die zugehörige Wachstumsrate Ω werden wie folgt berechnet:

$$\Lambda = 9.02 r_D \frac{(1 + 0.45 Oh^{0.5}) (1 + 0.4 \Theta^{0.7})}{(1 + 0.87 We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (2.31)$$

$$\Omega = \left(\frac{\rho_f r_D^3}{\sigma_f} \right)^{-0.5} \frac{0.34 + 0.38 We_g^{1.5}}{(1 + Oh) (1 + 1.4 \Theta^{0.4})} \quad (2.32)$$

Hierbei sind

$$Oh = \frac{\sqrt{We_D}}{Re_D} \quad , \quad \Theta = Oh \sqrt{We_g} \quad .$$

2.3.3.4 Turbulente Dispersion

Da die Strömung in einem Brennraum typischerweise hochgradig turbulent ist, muss die Wechselwirkung der Tropfen mit der Turbulenz bei der Spraysimulation entsprechend berücksichtigt werden. Zur Modellierung der Turbulenz in der Gasphase kommen häufig sogenannte RANS-basierte Turbulenzmodelle, wie das k - ϵ - [46], das k - ω - [100] oder das in dieser Arbeit verwendete k - ζ -f-Modell [33] zum Einsatz. Die turbulenten Schwankungen werden hierbei nicht explizit über das gesamte Spektrum von Längen- und Zeitskalen räumlich und zeitlich aufgelöst. Vielmehr werden Größen wie die turbulente kinetische Energie $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ aus den lokalen mittleren Strömungsgrößen berechnet.

Basierend auf dem Modell von Gosmann und Ioannidis [28] wird die turbulente Dispersion der Tropfen abgebildet, indem die instantane lokale Schwankungsgeschwindigkeit der Strömung $u'_{i,g}$ auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_{i,g}$ addiert wird. Diese lokale Schwankungsgeschwindigkeit wird bestimmt unter Annahme isotroper Turbulenz ($\overline{u'^2_x} = \overline{u'^2_y} = \overline{u'^2_z}$). Grundlage ist eine Normalverteilung mit der Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3} k} \quad .$$

Die Berechnung von $u'_{i,g}$ erfolgt mit Hilfe einer Zufallszahl Z_i , die Werte zwischen null und eins annehmen kann:

$$u'_{i,g} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \operatorname{sign}(2Z_i - 1) \operatorname{erf}^{-1}(2Z_i - 1) \quad (2.33)$$

Um die Interaktionsdauer eines Tropfens mit einem Wirbel zu bestimmen, werden zwei Zeitintervalle berechnet. Relevant ist zum einen die Dauer t_{res} , die der Tropfen benötigt, um sich durch den Wirbel zu bewegen:

$$t_{res} = 0.16432 \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \frac{1}{\|u_{i,g} + u'_{i,g} - u_{i,D}\|} \quad (2.34)$$

Hierbei ist ϵ die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie. Außerdem muss die Zeit bestimmt werden, nach der der Wirbel zerfällt:

$$t_{eddy} = \frac{k}{\epsilon} \quad (2.35)$$

Der kleinere Wert aus beiden Zeiten entspricht letztendlich der Dauer der Tropfen-Wirbel-Interaktion.

2.4 Grundlagen und Stand der Forschung Flash Boiling

Der Einfluss von Flash Boiling auf Sprays ist ein Themengebiet, das bereits seit mehreren Jahrzehnten Gegenstand der Forschung ist. Die damit zusammenhängenden Fragestellungen spielen nicht nur bei der Entwicklung von Brennverfahren und Komponenten für Ottomotoren eine Rolle, sondern auch auf den Gebieten der Prozesstechnik, Luft- und Raumfahrt oder Reaktorsicherheit [107]. In den folgenden Abschnitten soll auf die thermodynamischen Grundlagen von Flash Boiling, überhitzte Innenströmung, Einfluss von Flash Boiling auf das Spray und die Simulation dieser Phänomene näher eingegangen werden.

2.4.1 Thermodynamische Grundlagen

Im Zusammenhang mit Sprays tritt das Phänomen Flash Boiling immer dann auf, wenn eine Flüssigkeit in eine Umgebung strömt, deren Druck unter dem Sättigungsdampfdruck der Flüssigkeit liegt. Im Bereich der Benzindirekteinspritzung steht der Kraftstoff nach der Verdichtung durch eine Hochdruckpumpe in einem Zwischenspeichervolumen, dem sogenannten Rail, unter Drücken zwischen typischerweise 50 bis 200 bar. Von dort strömt er durch die einzelnen Injektoren, deren Funktion es ist, die gewünschte Kraftstoffmenge in den Brennraum zu dosieren. Der Druck im Brennraum liegt bei einem Brennverfahren mit homogener Gemischbildung während der Einspritzung deutlich darunter. Abhängig

von der Motorlast können die Brennraumdrücke auf bis zu 0.2 bar abfallen. Der Sättigungsdampfdruck des Kraftstoffs liegt bei betriebswarmem Motor typischerweise deutlich darüber. Wird der Kraftstoff in diese Umgebung eingespritzt, befindet sich dieser in einem überhitzten Zustand, was zu einer deutlich erhöhten Verdampfungsrate bzw. einem schlagartigen Sieden (= Flash Boiling) führen kann.

Im p - h -Diagramm in Abbildung 2.8 sind zwei mögliche Zustandsänderungen skizziert, welche der Kraftstoff bei der Einspritzung in den Brennraum durchlaufen kann. Ist die Temperatur des Kraftstoffs ausreichend niedrig, so erfährt der Kraftstoff beim Ausströmen aus dem Injektor eine Änderung analog zu den Punkten 1' nach 4' im p - h -Diagramm. Der Punkt 4' liegt hierbei im Bereich einer unterkühlten Flüssigkeit, so dass ein Sieden des Kraftstoffs ausgeschlossen werden kann. Bei ausreichend hoher Kraftstofftemperatur verschieben sich die Zustände so weit nach rechts, dass der neue Endzustand 4 nun im Zweiphasengebiet liegt. Ein Teil des Kraftstoffs liegt in diesem Zustand also als Dampf vor. Die in diesem Diagramm als Punkte 2 und 3 bezeichneten Zustände bilden die Grenzen, innerhalb derer eine Flüssigkeit zu verdampfen beginnen würde. Je mehr Keimstellen vorhanden sind, an denen Blasen wachsen können, um so näher setzt der Verdampfungsprozess an Punkt 2 ein. Als Keimstellen dienen hierbei beispielsweise kleinste Partikel, Lufteinschlüsse, o.ä. in der Flüssigkeit oder eine hohe Wandrauigkeit [61]. In diesem Fall spricht man von heterogener Nukleation. Bei einem Mangel an solchen Keimstellen muss die Flüssigkeit weiter überhitzt werden (in diesem Fall durch Druckabsenkung), bis beim Erreichen der sogenannten Spinodalen eine spontane homogene Nukleation einsetzt und die Flüssigkeit zu verdampfen beginnt. In der Realität - und insbesondere unter motorischen Randbedingungen - spielt die homogene Nukleation praktisch keine Rolle. Im Kraftstoff befindet sich immer eine gewisse Menge an gelöster Luft sowie feinsten Partikeln, die als Keimstellen für ein Blasenwachstum dienen können. Außerdem ist die Wandrauigkeit der aus Stahl gefertigten Düsen hoch genug, um ein Blasenwachstum bereits bei geringer Überhitzung zu erlauben [31].

Wichtig beim Betrachten der Zustandsänderungen in Abbildung 2.8 ist die Tatsache, dass dieses Diagramm streng genommen nur für Systeme gilt, welche sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Aufgrund der hohen Raildrücke und der damit einhergehenden hohen Strömungsgeschwindigkeiten sowie der kurzen Spritzlochlängen sind die betrachteten Zeitskalen im Bereich der Benzindirekteinspritzung sehr klein. Die Druckabsenkung erfolgt so schnell, dass aufgrund der endlichen Verdampfungsraten nicht so viel Dampf am Spritzlochaustritt vorliegt wie in einem System, welches sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die zugrunde liegenden Zeitskalen für den Verdampfungsprozess und das Durchströmen der Spritzlöcher können daher für das Phänomen Flash Boiling eine große Rolle spielen.

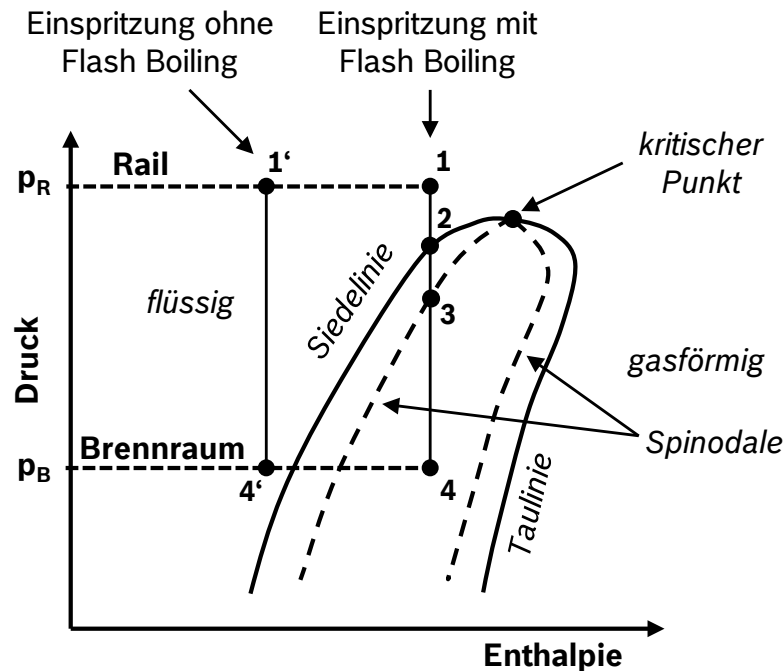


Abbildung 2.8: Qualitative Darstellung möglicher Zustandsänderungen während der Einspritzung des Kraftstoffs (basierend auf [61])

Flash Boiling ist aus thermodynamischer Sicht eng mit dem Phänomen Kavitation verwandt. Auch hier findet eine Phasenumwandlung aufgrund einer Druckabsenkung statt. Dennoch ist es wichtig, die beiden Phänomene voneinander abzugrenzen und sich der wesentlichen Unterschiede bewusst zu werden. Wie zuvor bereits anhand des p - h -Diagramms beschrieben, liegt der *Endzustand* der Strömung im Falle von Flash Boiling im Zweiphasengebiet (Zustand in Punkt 4), das heißt, die Strömung erreicht ein *globales* Druckniveau, welches unterhalb ihres Sättigungsdampfdrucks liegt. Im Gegensatz dazu liegt der Endzustand einer kavitierenden Strömung *nicht* im Zweiphasengebiet. Die Druckabsenkung erfolgt hier *lokal* zum Beispiel aufgrund der Umströmung von scharfen Kanten und der damit verbundenen Reduktion des effektiven Strömungsquerschnitts. Das lokale Druckniveau erreicht an diesen Stellen (idealisiert) genau den Sättigungsdampfdruck. Eine weitere Druckabsenkung ist in diesem Fall nicht möglich, da dies durch eine sofortige, zusätzliche Dampfproduktion (und der bei konstantem Volumen damit verbundenen Druckzunahme) kompensiert würde [26]. Stromab von diesen lokalen Bereichen niedrigen Drucks kommt es zu einem Druckanstieg, so dass der produzierte Dampf rekondensiert, wobei die Dampfblasen schlagartig kollabieren. Übertragen auf die Injektorströmung bedeutet dies, dass der Endzustand nach dem Ausströmen aus dem Spritzloch außerhalb des Zweiphasengebietes liegt.

Die Überhitzung einer Flüssigkeit kann auf verschiedenen Wegen quantifiziert werden. Zwei Größen sind in Abbildung 2.9 beschrieben. Der Überhitzungsgrad ΔT beschreibt hierbei die Differenz zwischen der Temperatur der Flüssigkeit T_l und der Siedetemperatur $T_{Sat}(p_B)$ bei dem Druck der Umgebung (hier der Druck des Brennraums p_B), in die eingespritzt wird. Eine notwendige Bedingung für das Auftreten von Flash Boiling ist also $\Delta T > 0$. Eine sinnvolle Berechnung des Überhitzungsgrades ist allerdings nur für Reinstoffe möglich, da die Siedetemperatur für Gemische nicht in gleicher Weise definiert ist. Als alternative Größe bietet sich hier das Druckverhältnis R_p an, das den Sättigungsdampfdruck der Flüssigkeit $p_{Sat}(T_l)$ ins Verhältnis zum Umgebungsdruck p_B setzt. Der Sättigungsdampfdruck eines Gemisches lässt sich als sogenannter „Air Saturated Vapor Pressure“ (ASVP) nach DIN EN 13016-1 bestimmen [18]. Die notwendige Bedingung für die Präsenz von Flash Boiling lautet hier $R_p > 1$.

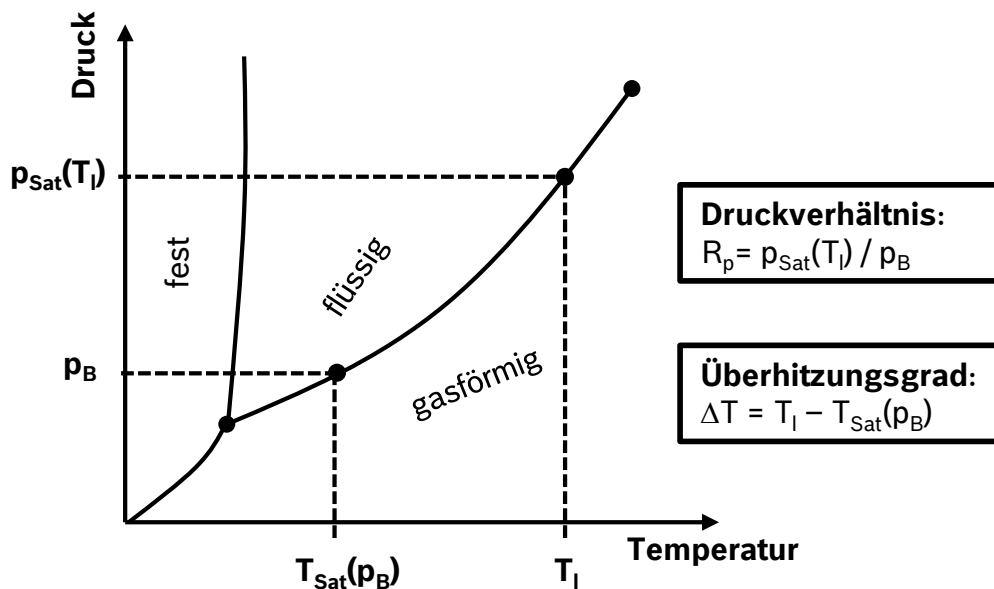


Abbildung 2.9: Relevante Größen zur Quantifizierung der Überhitzung der Flüssigkeit

Wie aus Abbildung 2.9 ersichtlich ist der Sättigungsdampfdruck einer Flüssigkeit eine maßgebliche Größe, die die Auftretenswahrscheinlichkeit von Flash Boiling entscheidend beeinflusst. In der Realität wird als Kraftstoff für Ottomotoren zumeist Benzin verwendet, das ein Gemisch aus diversen Alkanen, Alkenen, Aromaten, Ethern und weiteren organischen Verbindungen ist. Zur Funktionsprüfung von Komponenten für die Benzindirekteinspritzung und in der Simulation von Injektorinnenströmungen und Einspritzvorgängen werden jedoch häufig einkomponentige Ersatzstoffe wie n-Heptan, iso-Oktan oder auch Wasser verwendet. Im Falle der Funktionsprüfung liegt dies in der Notwendigkeit der vergleichbaren Prüfbedingungen begründet. In der Simulation bedeutet der Einsatz von mehrkomponen-

tigen Modellfluiden einen teilweise deutlich größeren numerischen Aufwand, welcher nur in bestimmten Fällen, wie der detaillierten Untersuchung von Einspritzvorgängen beim Kaltstart oder der Modellierung der Spray-Wand-Interaktion, gerechtfertigt ist [42]. Die Sättigungsdampfdruckkurven unterscheiden sich hier teilweise erheblich, was bei numerischen oder experimentellen Untersuchungen von Flash Boiling unbedingt berücksichtigt werden muss. Abbildung 2.10 zeigt zur Verdeutlichung der Problematik die Sättigungsdampfdruckkurven verschiedener relevanter Stoffe. Die Werte für den zertifizierten Prüfkraftstoff CEC RF-02-03 entsprechen hier der Definition des bereits erwähnten ASVP. Während die Sättigungsdampfdrücke von n-Heptan und iso-Oktan im betrachteten Temperaturbereich praktisch identisch sind, liegt der Sättigungsdampfdruck von Wasser etwas darunter. Der Sättigungsdampfdruck des Prüfkraftstoffs ist deutlich größer, da ein Teil des Gemischs aus leichtflüchtigen Komponenten besteht.

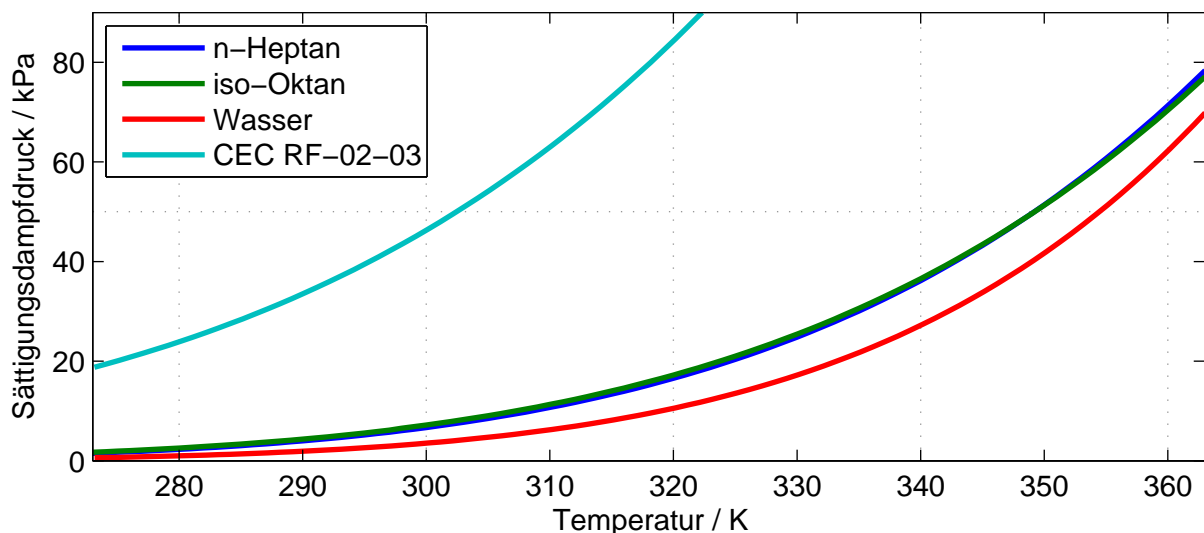


Abbildung 2.10: Sättigungsdampfdruck als Funktion der Temperatur [53]

Hieraus wird ersichtlich, dass verschiedene Stoffe bei den gleichen Druck- und Temperaturrandbedingungen ein sehr unterschiedliches Verhalten in Bezug auf Flash Boiling zeigen können. Dies muss bei entsprechenden experimentellen Untersuchungen von Sprays berücksichtigt werden. Eine große Herausforderung bei solchen Untersuchungen ist die Tatsache, dass bei Stoffgemischen der Sättigungsdampfdruck nicht a priori bekannt ist, selbst wenn die Daten zur Zusammensetzung des Gemischs sowie der Dampfdrücke der einzelnen Komponenten vorliegen. Da kein streng monotoner oder gar linearer Zusammenhang zwischen Mengenanteil der einzelnen Komponenten und dem sich einstellenden Sättigungsdampfdruck des Gemisches existiert, müssen hierfür aufwendige Laboranalysen durchgeführt werden. Exemplarisch für ein solches sogenanntes azeotropes Gemisch ist ein

Gemisch aus Benzin und Ethanol. Der Sättigungsdampfdruck der beiden Mischungspartner ist niedriger als das Sättigungsdampfdruckmaximum, welches sich bei einem Gemisch mit einem Ethanolanteil von 20 % [37] (am azeotropen Punkt) einstellt (gemessen bei 1 bar Umgebungsdruck).

2.4.2 Überhitzte Düseninnenströmungen

Wird eine Flüssigkeit beim Strömen durch eine Düse auf Drücke unterhalb ihres Sättigungsdampfdrucks entspannt, so wird der resultierende Strahl bereits stark von dem Zustand der Strömung in der Düse beeinflusst. Wie bereits zuvor erwähnt spielt hierbei die heterogene Nukleation innerhalb der Düse eine wesentliche Rolle. Park und Lee [62] untersuchten hierfür die Strömung in transparenten Einlochinjektoren mit unterschiedlichen Längen- zu Durchmesserhältnissen. Das untersuchte Medium war in diesem Fall Wasser. Hierbei wurde beobachtet, dass sich bei leichter Überhitzung zunächst einzelne Blasen innerhalb der Düse bilden, welche mit der Strömung Richtung Düsenaustritt transportiert werden und hierbei weiter wachsen. Man spricht hierbei vom sogenannten internen Flash Boiling, da ein Phasenwechsel bereits in der Düse stattfindet [60]. Bei zunehmender Überhitzung der Flüssigkeit steigt sowohl die Anzahl der Blasen als auch die Blasenwachstumsgeschwindigkeit und es kommt innerhalb der Düse vermehrt zu Blasenkoaleszenz, so dass am Düsenaustritt ein Gemisch aus Flüssigkeit und größeren Dampfballen vorliegt, wobei die Größe und Form dieser Dampfballen stark schwankt. Wird die Überhitzung weiter erhöht, verbinden sich diese Dampfballen, so dass letztendlich nur ein ringförmiger flüssiger Film am Rand der Düse entlangströmt, während der Kern der Strömung komplett dampfförmig bleibt. Das Zweiphasengemisch, das die Düse verlässt, und vor allem der am Lochaustritt vorliegende Dampfanteil, beeinflussen die Struktur des Strahls und seinen anschließenden Zerfall in drastischer Weise. Da das Zweiphasengemisch bei dem zugehörigen Sättigungsdampfdruck durch die Düse strömt, erfährt die Strömung beim Ausströmen aus der Düse einen schlagartigen Druckabfall auf den niedrigeren Umgebungsdruck, ähnlich wie bei einem unterexpandierten Gasfreistrahle. Diese Druckänderung führt zu einer sprunghaften Volumenzunahme des Dampfes. Diese Expansion ist ein starker Zerfallsmechanismus, der zu einer erhöhten Strahlaufweitung und einer deutlich kleineren mittleren Tropfengröße führt. Abbildung 2.11 zeigt idealisiert den Wirkzusammenhang des internen Flash Boilings. Der Druckverlauf in der Düse ist hier stark vereinfacht dargestellt. Bei Injektoren für die Benzindirekteinspritzung ist die Druckverteilung im Spritzloch sehr viel inhomogener.

Park und Lee zeigten auch, dass der flüssige Strahlkern abhängig vom Überhitzungsgrad mehr oder weniger stark beeinflusst wird. Während bei geringer Überhitzung wenige Blasen innerhalb der Düse nur zu leichten Oberflächenstörungen am Strahl führen, wird der Strahl

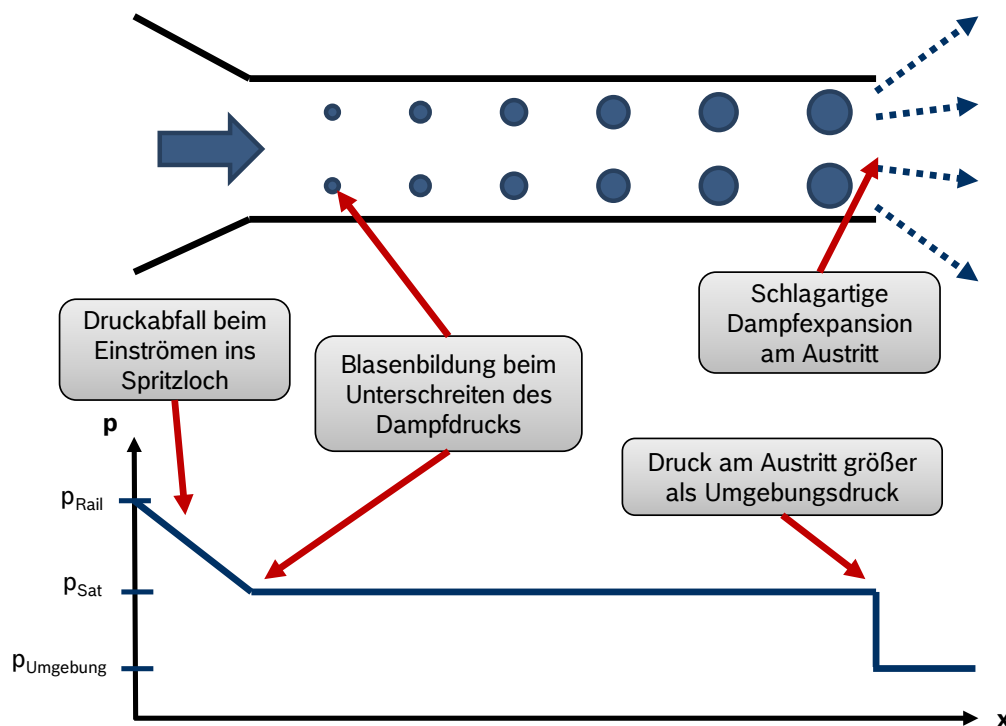


Abbildung 2.11: Idealisierte Darstellung des Druckverlaufs in der Düse und Erläuterungen zum internen Flash Boiling

bei hoher Überhitzung und entsprechend hohem Dampfanteil direkt am Lochaustritt in kleine Tröpfchen zerstäubt. Das Strahlbild wird hier, neben der Temperatur der Flüssigkeit, auch durch die Länge der Düse beeinflusst, wobei der Strahl mit zunehmender Düsenlänge einem stärkeren Zerfall ausgesetzt war. Dies lässt den Umkehrschluss zu, dass die Verweildauer der Strömung in der Düse die am Spritzlochaustritt vorhandene Dampfmenge mitbestimmt. Der Einfluss der Düsenlänge auf Flash Boiling Sprays wurde auch von Günther et al. sowie Rossmeissl et al. untersucht [29, 83]. Hier zeigt sich ebenfalls ein stärkerer Strahlzerfall bei zunehmenden Düsenlängen. Auch die Oberflächenbeschaffenheit der Düsenwand kann die Dampfentstehung sowie den Strahlzerfall entscheidend beeinflussen. Vergleiche zwischen Düsen aus Glas, Stahl und Teflon zeigen, dass der Strahlzerfall mit zunehmender Oberflächenrauigkeit verstärkt wird [30, 31]. Dies lässt sich mit der bereits erwähnten heterogenen Nukleation an der Wand erklären, da die aktive Keimstellendichte mit zunehmender Oberflächenrauigkeit ansteigt.

Da mit zunehmendem Dampfanteil die mittlere Dichte der Strömung in der Düse abnimmt, wirkt sich die Überhitzung auch direkt auf den Massenstrom aus. So zeigten Reitz sowie Günther et. al, dass dieser mit zunehmendem Überhitzungsgrad deutlich abnimmt [31, 32, 80]. Auch hierbei ist zu beachten, dass neben dem Überhitzungsgrad auch die

Keimstellendichte und die Verweildauer in der Düse (eine Funktion von Lochlänge und Raildruck) maßgebliche Einflussgrößen sind.

Neben der Keimstellendichte und der Verweildauer in der Düse ist letztendlich auch die Dampferstehungsrate bzw. Blasenwachstumsgeschwindigkeit eine entscheidende Größe für den Strahlzerfall. Die Rayleigh-Gleichung [76] und die darauf basierende Rayleigh-Plesset-Gleichung [67] beschreiben das rein impulsgetriebene Blasenwachstum ohne Berücksichtigung des Energietransportes über die Phasengrenzfläche. Modellgleichungen für rein wärmeleitungsgetriebenes Blasenwachstum wurden von Plesset und Zwick [68] sowie Scriven [88] entwickelt. Ein Ansatz, welcher sowohl im zunächst dominierenden impulsgetriebenen, als auch im anschließenden wärmeleitungsgetriebenen Blasenwachstumsbereich gültig ist, wurde von Mikic et al. [50] vorgestellt. Ein Vergleich der verschiedenen Ansätze, sowie Erläuterungen zu deren Gültigkeitsbereichen finden sich in einer Publikation von Sher et al. [91], sowie in den Arbeiten von Winter [101] und Picker [64]. Auch wenn im Rahmen dieser Arbeit das Blasenwachstum in überhitzten Flüssigkeiten nicht explizit behandelt werden soll, wird für die Modellierung des Flash Boiling bedingten Strahlzerfalls trotzdem auf das Modell von Mikic zurückgegriffen (siehe Kapitel 4.2). Für den Blasenradius r_B zum Zeitpunkt t gilt folgender Zusammenhang:

$$r_B = r_B^* \frac{B^2}{A} \quad (2.36)$$

$$r_B^* = \frac{2}{3} \left[(t^* + 1)^{3/2} - (t^*)^{3/2} - 1 \right] \quad (2.37)$$

$$t^* = \frac{A^2}{B^2} t \quad (2.38)$$

$$A = \left[\frac{2 (T_l - T_{Sat}) \Delta h_v \rho_v}{T_{Sat} \rho_l} \right]^{1/2} \quad (2.39)$$

$$B = \left[\frac{12}{\pi} Ja^2 \frac{\lambda_l}{\rho_l c_{p,l}} \right]^{1/2} \quad (2.40)$$

Hierbei ist Ja die Jakobzahl, siehe Gleichung 2.41. Die Anteile des impuls- und wärmeleitungsgetriebenen Blasenwachstums sind bei der dimensionslosen Zeit von $t^* = 1$ gleich groß. Abbildung 2.12 zeigt basierend auf diesem Ansatz exemplarisch die Entwicklung des Blasenradius über der Zeit in n-Heptan für drei verschiedene Überhitzungsgrade bei einem Umgebungsdruck von 1 bar. Der Zeitpunkt $t^* = 1$ ist für jede der drei Kurven jeweils mit einem Punkt markiert.

Im Gegensatz zum bereits erwähnten internen Flash Boiling findet ein Blasenwachstum in der Düse beim sogenannten externen Flash Boiling nicht statt. Dieser Vorgang lässt sich

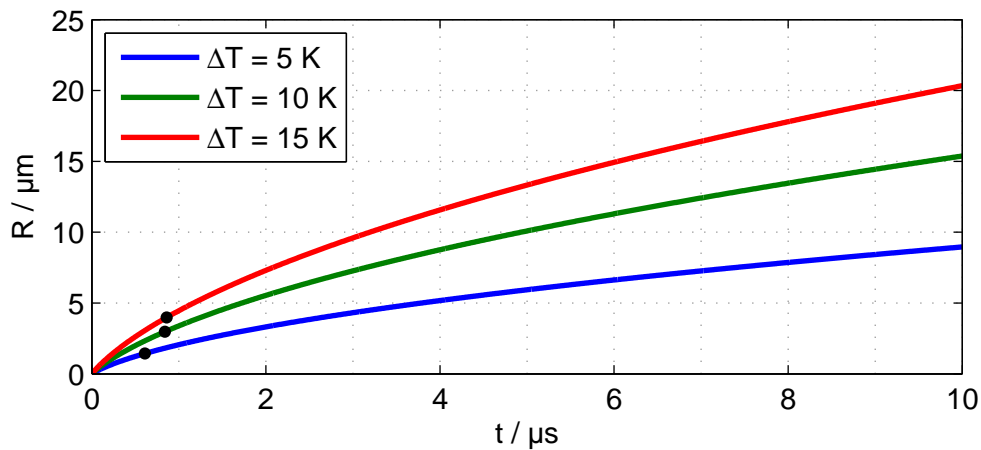


Abbildung 2.12: Blasenwachstum in n-Heptan bei $p = 1$ bar nach dem Ansatz von Mikic et al. [50]; die Punkte markieren den Übergang vom impulsgetriebenen zum wärmeleitungsgetriebenen Blasenwachstum

nur bei leichter Überhitzung und einer praktisch keimstellenfreien Strömung beobachten [29]. Im Bereich der Benzindirekteinspritzung wird angenommen, dass das externe Flash Boiling nur von untergeordneter Bedeutung ist. Dies liegt insbesondere darin begründet, dass die Wandrauigkeit der typischerweise aus Stahl gefertigten Düsen ausreichend groß ist, um als Keimstelle für das Blasenwachstum zu dienen. Außerdem befindet sich im Kraftstoff stets eine kleine Menge gelöster Luft, welche die heterogene Nukleation ebenfalls fördert. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, dass Strömungen in typischen BDE-Injektoren auch bei nicht Flash-Boiling-Bedingungen häufig zweiphasig sind. Hier spielen scharfe Locheinlaufkanten und Strömungsumlenkung eine Rolle, wodurch die Strömung lokal kavitiert. Aleiferis et al. untersuchten hierfür die Strömung und den Strahlzerfall mittels transparenter Düsen, welche ähnliche geometrische Eigenschaften besaßen wie typische BDE-Injektoren [5]. Analysiert wurde das Verhalten von Benzin sowie verschiedener Alkane und Alkanole bei unterschiedlichen Überhitzungsgraden. Kavitation konnte aufgrund der starken Strömungsumlenkung am Locheinlauf bei allen untersuchten Randbedingungen beobachtet werden. Aufgrund der Überhitzung kollabierten diese Kavitationsblasen aber nicht, sondern wurden weiter stromab bis zum Lochaustritt transportiert und es konnte die für internes Flash Boiling typische starke Strahlaufweitung beobachtet werden. Für zunehmende Überhitzungsgrade wurden sowohl eine stärkere Strahlaufweitung als auch ein größeres Kavitationsgebiet beobachtet. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen auch Serras-Pereira et al. [90], die den mit Transparentdüsen erzielten Ergebnissen Nahfeldaufnahmen von regulären Mehrlochinjektoren gegenüberstellen.

2.4.3 Einfluss von Flash Boiling auf die Eigenschaften von Sprays

Findet bei ausreichender Überhitzung ein Verdampfen bereits in der Düse statt, können bei dem sich ausbildenden Strahl deutliche Unterschiede im Vergleich zu einer nicht überhitzten Strömung beobachtet werden. Auch wenn die grundlegenden, im vorherigen Abschnitt beschriebenen Effekte immer die gleichen sind, so ist die Wirkweise von Flash Boiling auf das entstehende Spray auch wesentlich von der Gestaltung des Injektors selbst abhängig. In diesem Abschnitt soll zunächst näher auf die grundlegenden, durch Flash Boiling beeinflussten Eigenschaften von Sprays bei Einlochdüsen und anschließend auf das Sprayverhalten bei aus ottomotorischer Sicht relevanteren Mehrloch- oder Drallinjektoren eingegangen werden.

Sprays von Einlochdüsen unter Flash-Boiling-Bedingungen wurden bereits auf vielfache Weise untersucht. Brown et al. [13] analysierten hierzu die Sprays von überhitztem Wasser und Freon-11 mittels Schattenlichtverfahren und zeigten, dass der Strahl deutlich schneller in kleine Tropfen zerfällt als bei nicht überhitzten Strömungen. Hierbei zeigte sich, dass Intensität und Ort des Zerfalls sowohl von der Flüssigkeitstemperatur als auch von der Form und Oberflächenrauigkeit der Düse beeinflusst werden.

Nishimura et al. [58] zeigten, dass bei Einlochdüsen der initiale Strahlkegelwinkel mit zunehmender Überhitzung zu- und die Strahlpenetration abnimmt, was aufgrund der reduzierten mittleren Tropfengröße und dem damit verbundenen erhöhten Impulsaustausch zwischen den Tropfen und der Gasphase zu erwarten ist.

Reitz führte Untersuchungen an mit Wasser betriebenen Einlochdüsen durch [80]. Mittels Schattenlichtverfahren in Kombination mit extrem kurzen Belichtungszeiten von 20 ns konnte der Einfluss von Flash Boiling auf den Strahlkern abgebildet werden. Hierbei zeigte sich, dass dieser bei einer Überhitzung von 36 K durch expandierende Blasen zwar gestört aber im Wesentlichen noch intakt war. Erst bei einer Überhitzung von 46 K nahm die intakte Länge des flüssigen Kerns deutlich ab. Anhand parallel dazu durchgeführter Mie-Streulicht-Aufnahmen konnte aber dennoch ein den flüssigen Kern umgebendes, fein zerstäubtes Spray nachgewiesen werden. Dies macht zum einen deutlich, dass Flash Boiling nicht abrupt bei minimalem Überschreiten der Siedetemperatur auftreten muss. Des Weiteren muss das Fluid teilweise deutlich überhitzt werden, um eine signifikante Tropfengrößenreduktion herbeizuführen. Ähnliche Beobachtungen von solch einem transitionellen Verhalten bei Einlochdüsen finden sich auch in weiteren aktuellen Veröffentlichungen [16, 36, 45, 69, 102].

Sprays von mehrkomponentigen Gemischen wurden unter anderem von Zeigerson-Katz et al. sowie Gemci et al. untersucht [25, 109]. Hierbei lag der Fokus hauptsächlich auf Gemischen von Komponenten mit unterschiedlichem Sättigungsdampfdruck. Es konnte beobachtet werden, dass ein direkter Zusammenhang zwischen dem Mischungsverhältnis

der Flüssigkeiten und dem resultierenden überhitzungsbedingten Strahlzerfall besteht.

Hinsichtlich des Temperaturverhaltens zeigen aktuelle Veröffentlichungen [44, 97], dass sich die überhitzte Flüssigkeit nach Verlassen der Düse rapide unter ihre Siedetemperatur abkühlt, was mit einer stark erhöhten Verdampfungsrate begründet wird, welche primär durch die innere Energie der flüssigen Phase gespeist wird. Interessant ist in diesem Zusammenhang auch das Ergebnis, dass sich Sprays bei größerer Überhitzung (erzielt durch Variation des Umgebungsdrucks) schneller auf ein konstantes Temperaturniveau abkühlen als bei kleinen Überhitzungen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich Sprays von Einlochdüsen unter Flash-Boiling-Bedingungen weitestgehend ähnlich verhalten. Mit zunehmender Überhitzung nehmen die mittlere Tropfengröße und die axiale Strahlpenetration ab, der düsennahe Strahlkegelwinkel hingegen zu. Bei den für die Benzindirekteinspritzung verwendeten Mehrloch-, Drall- oder außenöffnenden Injektoren können die Auswirkung von Flash Boiling auf die Geometrie und die Penetration des Sprays teilweise komplexer sein, wie exemplarisch in Abbildung 2.13 dargestellt. Hier ist zunächst einmal zu erkennen, dass die ursprüngliche Spraygeometrie bei höheren Kraftstofftemperaturen verloren geht und das Spray „kollabiert“. Die einzelnen Strahlen sind nicht mehr erkennbar, stattdessen bildet sich ein einzelner Hauptstrahl aus. Im Gegensatz zu Einlochdüsen ist hier außerdem zu beobachten, dass sich die Penetration des Sprays mit zunehmender Überhitzung erhöhen kann.

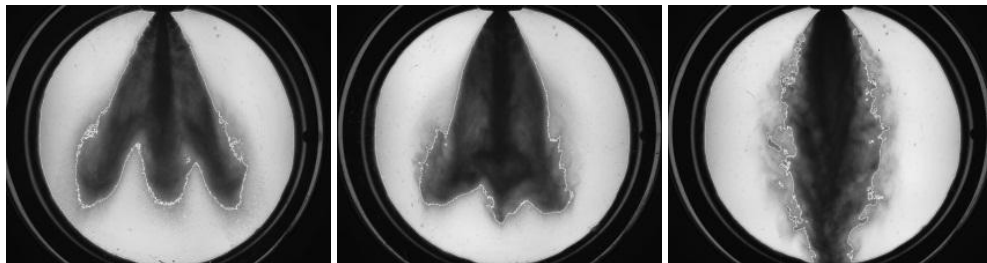


Abbildung 2.13: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die Spraygeometrie bei einem 6-Lochinjektor. $p_{Kammer} = 0.5$ bar, $p_{Rail} = 120$ bar, $T_{Kraftstoff} = 20$ °C / 60 °C / 100 °C (von links nach rechts), Kraftstoff: Benzin. Aus [52]

Die Spraygeometrie (Anzahl, Durchmesser, Länge und Ausrichtung der Spritzlöcher) wird üblicherweise individuell auf die Brennraumgeometrie angepasst, um einen optimalen Motorbetrieb und minimale Schadstoffemissionen zu erzielen, und ist damit ein äußerst wichtiges Element bei der Entwicklung eines optimalen Brennverfahrens. Daher ist es von großer Wichtigkeit, das Ausbreitungsverhalten eines Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen zu verstehen, um mögliche negative Auswirkungen zu reduzieren oder gar zu vermeiden. Aus diesem Grund ist es nicht weiter verwunderlich, dass es im Bereich der angewandten For-

sung eine Vielzahl an Veröffentlichungen gibt, welche sich mit der experimentellen Analyse von Sprays für BDE-Ottomotoren unter Flash-Boiling-Bedingungen auseinandersetzen. Umfangreiche Untersuchungen hierzu finden sich unter anderem in [6, 9, 17, 52, 63, 87, 103, 106, 110]. Eine endgültige Bewertung darüber, ob sich das Sprayverhalten unter Flash-Boiling-Bedingungen tatsächlich negativ auswirkt, kann letztendlich aber nur anhand von Untersuchungen an einem Motorprüfstand vorgenommen werden. Hier stellt jedoch die Zugänglichkeit für Messtechnik im Vergleich zu einer stationären Spraykammer häufig eine große Herausforderung dar.

2.4.4 Simulation überhitzter Innenströmungen

Auch wenn die beiden Phänomene Kavitation und Flash Boiling thermodynamisch eng miteinander verwandt sind, gibt es doch einige wichtige Unterschiede, die sich auch in der Art und Weise der Modellierung niederschlagen. Kommerzielle CFD-Tools greifen üblicherweise auf einen Rayleigh-Plesset-Ansatz zurück [8, 10], der, wie in Abschnitt 2.4.2 bereits erwähnt, primär das impulsgetriebene Blasenwachstum abbildet. Die Annahme ist hierbei, dass die Strömung sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, da die Zeitskalen für die Dampfbildung deutlich kleiner als die der Strömung selbst sind. Allerdings nimmt die Verdampfungsrate ab, wenn die Temperatur der Flüssigkeit - bei konstantem Überhitzungsgrad - erhöht wird. Die Zeitskalen für Verdampfung können nun gleich oder sogar größer als die der Strömung sein, was bedeutet, dass sich die Strömung global betrachtet nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, der Dampfanteil am Austritt des Spritzlochs also von der Spritzlochlänge abhängt. Außerdem müssen thermische Effekte wie Wärmeleitung über die Phasengrenze bei der Modellierung mit berücksichtigt werden [85]. Diese Problematik wird beim Betrachten der Jakobzahl deutlich. Sie setzt die Energien ins Verhältnis, welche für die Verdampfung verfügbar sind bzw. benötigt werden. Bei der volumenbezogenen Jakobzahl wird dieses Verhältnis noch mit dem Quotienten aus flüssiger und gasförmiger Dichte multipliziert:

$$Ja = \frac{\rho_l c_{p,l} (T_l - T_{Sat})}{\rho_v \Delta h_v} \quad (2.41)$$

Abbildung 2.14 zeigt beispielhaft den temperaturabhängigen Verlauf der Jakobzahl von Wasser und n-Heptan bei einem konstanten Überhitzungsgrad von $\Delta T = 10$ K. Da sich die Verdampfungsrate proportional zur Jakobzahl verhält, folgt hieraus, dass die Verdampfungsrate abnimmt, wenn die Temperatur der Flüssigkeit bei konstantem Überhitzungsgrad erhöht wird.

Bei der Simulation von Innenströmungen unter Flash-Boiling-Bedingungen muss daher auf Ansätze zurückgegriffen werden, welche das mögliche thermodynamische Ungleichge-

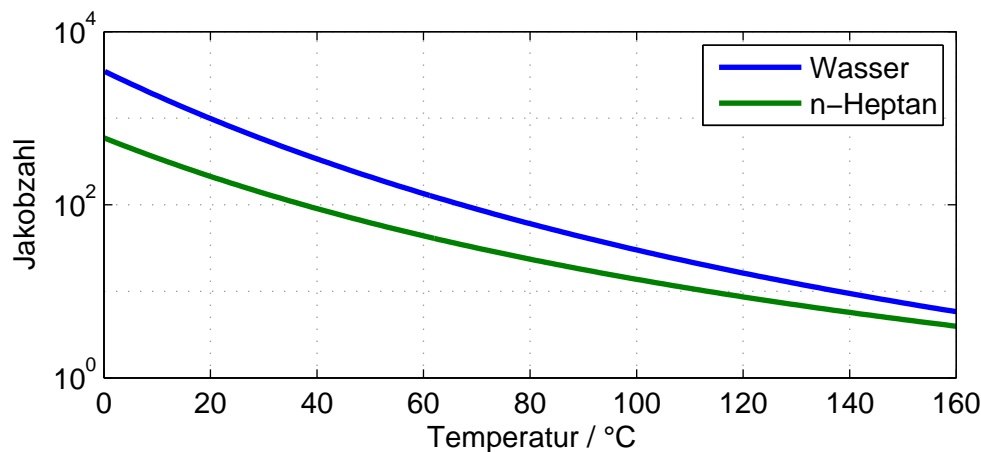


Abbildung 2.14: Temperaturabhängigkeit der Jakobzahl von n-Heptan und Wasser bei einem konstanten Überhitzungsgrad von $\Delta T = 10$ K

wicht berücksichtigen und abbilden können. Schmidt et al. [86, 92] greifen hierfür auf einen üblichen mehrdimensionalen Volume-of-Fluid-Euler-Ansatz zurück und kombinieren diesen mit dem Homogeneous Relaxation Model (HRM), welches ursprünglich bereits von Downar-Zapolski et al. [19] zur eindimensionalen Modellierung von Nicht-Gleichgewichtsströmungen angewendet wurde. Angewendet auf eine zweidimensionale Kanaldurchströmung von überhitztem Wasser zeigten die Ergebnisse gute Übereinstimmung mit Messdaten, sowohl hinsichtlich des Druckverlaufs im Strömungsgebiet als auch bezüglich des Massenstroms, der bei den betrachteten Randbedingungen bereits unabhängig vom Gegenruck ist (Choking). Weitere hierauf basierende Arbeiten zeigen das Potenzial dieses Ansatzes und dessen Eignung für die Simulation von überhitzten Strömungen: Ramcke et al. [75] simulierten die Strömung von überhitztem Wasser durch lange Düsen. Eine Variation des Überhitzungsgrades resultierte in einer Abnahme des Massenstroms. Die Ergebnisse konnten durch einen Vergleich mit Messdaten validiert werden. Eine Aufweitung des Strahls direkt am Lochaustritt sowie Machzahlen größer eins kurz dahinter konnten ebenfalls beobachtet werden. Ähnliche numerische Studien wurden auch von Negro et al. [54] durchgeführt, welche in Bezug auf die Abnahme des Massenstroms mit zunehmender Überhitzung ebenfalls gute Übereinstimmungen zeigen. Neroorkar et al. [55] betrachteten die Strömung von n-Hexan bei verschiedenen Überhitzungsgraden durch einen Drallinjektor für Benzindirekteinspritzung. Sie beobachteten eine Abnahme des düsennahen Spraykegelwinkels, was durch qualitative Vergleiche mit Messdaten bestätigt werden konnte. Gopalakrishnan et al. [27] untersuchten die Strömung von überhitztem Wasser durch einen Einlochinjektor mit einer im Vergleich zu heutigen Mehrlochinjektoren sehr ähnlichen Lochgeometrie. Sie stellten fest, dass der Einfluss des Überhitzungsgrads auf den Massenstrom und das Strömungsprofil deutlich geringer ist als bei anderen grundlegenden Versuchen. Als Ursache

hierfür wurden die hohen Einspritzdrücke und die kurzen Spritzlochlängen identifiziert, die in einer sehr kleinen Verweildauer der Strömung im Spritzloch resultieren. Durch eine Modellerweiterung war es später möglich, die Strömung von überhitzten Benzin-Ethanol-Gemischen in typischen Mehrlochinjektoren zu untersuchen [56, 57]. Hierbei konnte unter anderem ein Einfluss der Gemischzusammensetzung auf die durch die Überhitzung verursachte Strahlaufweitung beobachtet werden. Abbildung 2.15 zeigt einen entsprechenden Vergleich des Geschwindigkeitsfelds für ein Benzin-Ethanol-Gemisch mit 60 % (E60) bzw. 85 % (E85) Ethanolanteil. Durch den höheren Sättigungsdampfdruck von E60 ergibt sich eine stärkere überhitzungsbedingte Strahlaufweitung als bei E85.

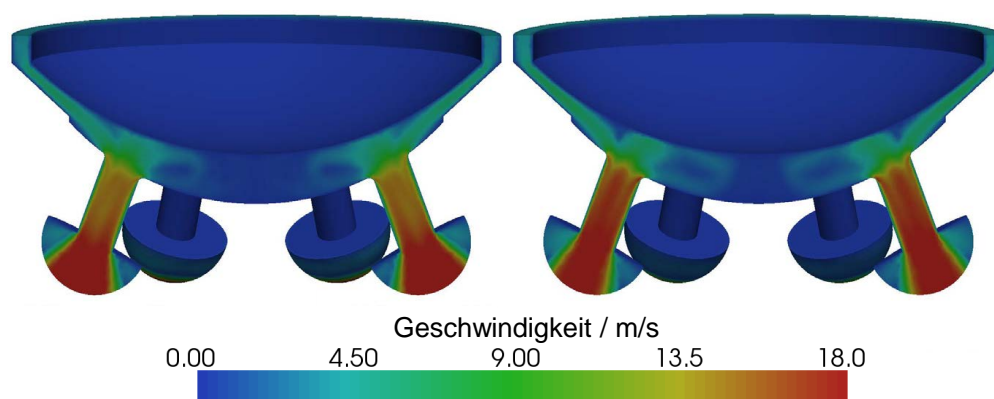


Abbildung 2.15: Geschwindigkeitsverteilung in einem Mehrlochinjektor. $p_{Rail} = 0.2$ MPa, $p_{Kammer} = 50$ kPa, $T_{Kraftstoff} = 345$ K. Links: E60, rechts: E85. Aus [57]

2.4.5 Simulation von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen

Ähnlich wie bei der Simulation von überhitzten Injektorinnenströmungen muss auch bei der Simulation von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen teilweise auf andere Modellansätze zurückgegriffen werden, um die auftretenden Phänomene korrekt abbilden zu können. Dies trifft insbesondere auf den Aspekt der Tropfenverdampfung / -verdunstung zu. Wie bereits am Ende von Abschnitt 2.3.3.2 erwähnt, versagt im Zusammenhang mit der Rapid-Mixing-Annahme (uniforme Temperatur- und Stoffverteilung innerhalb des Tropfens) im Fall von überhitzten Tropfen der Ansatz, wonach die Verdunstungsrate proportional zur Spalding'schen Massentransferzahl $B_M = (Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) / (1 - Y_{v,s})$ ist. Zur Behandlung von Tropfen, deren Temperatur oberhalb der Siedetemperatur liegt, wurde ein alternativer Ansatz von Zuo et al. [114] vorgestellt. Dieser geht davon aus, dass die Verdampfung (= Oberflächentemperatur entspricht der Siedetemperatur) nur an der Tropfenoberfläche stattfindet und nicht etwa aufgrund von Blasenwachstum im Inneren des

Tropfens. Die Rapid-Mixing-Annahme wird in dem Sinne aufgeweicht, dass die tatsächliche Tropfentemperatur zwar durchaus oberhalb der Siedetemperatur liegen kann, aber für die Modellierung der Verdunstung dennoch angenommen wird, dass die Temperatur an der Tropfenoberfläche stets der Siedetemperatur entspricht ($T_s = T_{Sat}$). Aufgrund des Temperaturgradienten innerhalb des Tropfens wird Energie vom Tropfeninneren an die Oberfläche geleitet, was dort in einem Verdampfungsmassenstrom \dot{m}_{fb} resultiert. Dieser Verdampfungsmassenstrom wird alleine durch die überschüssige Energie im Tropfeninneren gespeist und mittels folgender Gleichung modelliert:

$$\dot{m}_{fb} = 4\pi r_D^2 \frac{\alpha_{sh} (T_D - T_{Sat})}{\Delta h_v} \quad (2.42)$$

Hierbei ist α_{sh} ein empirisch modellierter, effektiver Wärmeübergangskoeffizient, welche auf experimentellen Untersuchungen der Dampfkonzentration innerhalb von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen von Adachi et al. basiert [3, 4]. Diese Größe wird wie folgt berechnet:

$$\alpha_{sh} = \begin{cases} 0.76 (T_D - T_{Sat})^{0.26} & \text{für } 0 < (T_D - T_{Sat}) \leq 5 \\ 0.027 (T_D - T_{Sat})^{2.33} & \text{für } 5 < (T_D - T_{Sat}) \leq 25 \\ 13.8 (T_D - T_{Sat})^{0.39} & \text{für } 25 < (T_D - T_{Sat}) \end{cases} \quad (2.43)$$

Basierend auf der Annahme, dass bei überhitzten Tropfen die Oberflächentemperatur stets der Siedetemperatur entspricht, kann ein auf Wärmeleitung beruhender Energietransport von der Gasphase in den Tropfen nicht zu einer Temperaturerhöhung führen, da der Temperaturgradient im Tropfen immer kleiner oder gleich null ist: $dT_D/dr_D \leq 0$. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass die von der umgebenden Gasphase in den Tropfen transportierte Wärme ausschließlich in einer Verdampfung der Flüssigkeit resultieren kann. Dieser durch Wärmetransport verursachte Verdampfungsmassenstrom \dot{m}_{ht} wird durch die folgende implizite Gleichung bestimmt:

$$\dot{m}_{ht} = 4\pi \frac{\lambda_g}{c_{p,g}} r_D \frac{Nu^*}{1 + \dot{m}_{fb}/\dot{m}_{ht}} \ln \left[1 + \left(1 + \frac{\dot{m}_{fb}}{\dot{m}_{ht}} \right) \frac{h_{g,\infty} - h_{g,s}}{\Delta h_v(T_{Sat})} \right] \quad (2.44)$$

Hierbei sind $h_{g,\infty}$ und $h_{g,s}$ die Enthalphien des Gases in der Umgebung bzw. an der Tropfenoberfläche und Nu^* die modifizierte Nusseltzahl, welche die Stefanströmung berücksichtigt, siehe Gleichung 2.20. Der gesamte Verdampfungsmassenstrom errechnet sich aus der Summe der beiden einzelnen Terme:

$$\dot{m}_{Ges} = \dot{m}_{ht} + \dot{m}_{fb} \quad (2.45)$$

Bei genauerer Betrachtung dieses Modells stellt sich heraus, dass der vorgestellte Ansatz streng genommen nur bei hohen Überhitzungsgraden Gültigkeit besitzt. Dies ist der

Tatsache geschuldet, dass sich hier die innere Energie des Tropfens U_D nur bei Überhitzungsgraden größer null ändert, nämlich genau mit der Rate:

$$\frac{dU_D}{dt} = -\dot{m}_{fb}\Delta h_v = -4\pi r_D^2 \alpha_{sh} (T_D - T_{Sat}) \quad (2.46)$$

Dies resultiert in einem physikalisch unplausiblen Verhalten der Tropfentemperatur, die niemals unter die Siedetemperatur fallen würde. Verdunstende Tropfen kühlen allerdings auf die adiabate Tropfentemperatur (= Kühlgrenztemperatur) ab, welche im Falle geringer Kraftstoffdampfsättigung in der umgebenden Gasphase stets deutlich unterhalb der Siedetemperatur liegt.

Ein alternativer Ansatz zur Behandlung von überhitzten Tropfen wurde von Ra et al. vorgestellt [70, 71, 72]. Im Gegensatz zum Modell von Zuo et al. ist dieses Modell sowohl für überhitzte, verdampfende, als auch für nicht überhitzte, verdunstende Tropfen gültig. Auch hier wird zwischen der (uniformen) Temperatur im Tropfeninneren und der an der Tropfenoberfläche unterschieden. Allerdings setzt dieses Modell nicht zwingend voraus, dass im Falle von $T_D > T_{Sat}$ die Oberflächentemperatur der Siedetemperatur entsprechen muss. Stattdessen ist die Temperatur an der Tropfenoberfläche eine zusätzliche Variable, welche ebenfalls berechnet wird. Außerdem unterscheidet das Modell zwischen Tropfenverdunstung ($T_s < T_{Sat}$) und Tropfenverdampfung ($T_s = T_{Sat}$), wobei für beide Fälle unterschiedliche Modellierungsansätze verwendet werden. Um zu ermitteln, ob der Tropfen verdunstet oder verdampft, wird basierend auf der berechneten Oberflächentemperatur sowie der Spalding'schen Massentransferzahl ein Verdunstungsmassenstrom \dot{m}_{ev} ermittelt. Parallel dazu wird mittels eines zweiten Gleichungssatzes für Tropfenverdampfung und unter der Annahme $T_s = T_{Sat}$ ein Verdampfungsmassenstrom \dot{m}_b ermittelt. Da der Spalding'sche Ansatz in der Nähe des Siedepunktes seine Gültigkeit verliert und hierbei $\lim_{T_s \rightarrow T_{Sat}} \dot{m}_{ev} = \infty$ gilt, wird davon ausgegangen, dass sich der Tropfen für $\dot{m}_{ev} > \dot{m}_b$ im Verdampfungsregime befindet. Falls die berechnete Oberflächentemperatur jedoch hinreichend klein ist, so dass sich $\dot{m}_{ev} < \dot{m}_b$ ergibt, befindet sich der Tropfen im Verdunstungsregime. Für Details zur Modellierung wird an dieser Stelle vor allem auf die Veröffentlichung [71] verwiesen.

Für die Simulation von Sprays muss zusätzlich zur Verdampfung der überhitzten Tropfen vor allem der Einfluss von Flash Boiling auf den Strahlzerfall modelliert werden. Zeng et al. stellten ein Zerfallsmodell vor, welches den Zerfall von Tropfen aufgrund von Blasenwachstum innerhalb eines Tropfens beschreibt [111]. Hierbei wird angenommen, dass genau eine Keimstelle pro Tropfen bzw. Primärligament existiert. Die aufgrund des Blasenwachstums entstehenden Störungen werden als Ursache für den Tropfenzerfall angesehen. Das Modell wurde für Simulationen von n-Pentan-Niederdrucksprays aus Zapfendüsen (Pintle-Type-Nozzles) bei Überhitzungsgraden im Bereich von 4.2 K bis 64.2 K getestet und es wurde

festgestellt, dass sich die Spraygeometrie insbesondere bei hohen Überhitzungsgraden allein aufgrund der Tropfengrößenreduktion deutlich ändert, wobei ein direkter Vergleich mit Messdaten nicht vorhanden ist. Chang et al. [14] verwendeten den gleichen Ansatz, um den Tropfenzerfall aufgrund von Blasenwachstum abzubilden, wobei im Vergleich zu [111] ein modifiziertes Blasenwachstumsmodell eingesetzt wurde. Simulationen von iso-Oktan-Sprays aus Drallinjektoren mit ($\Delta T = 15$ K) und ohne ($\Delta T = -142$ K) Überhitzung wurden durchgeführt. Es konnte ein deutlicher Einfluss der kleineren Tropfen auf die Spraygeometrie sowie das Verdampfungsverhalten beobachtet werden, wobei auch hier keine Gegenüberstellung mit Messdaten präsentiert wurde.

Ein weiterer Ansatz für den blasenwachstumsbedingten Tropfenzerfall wurde von Kawano et al. vorgestellt [38, 39]. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Blasen an gelöstem Gas entstehen. Die für das Blasenwachstum benötigten Keimstellen werden mittels einer zeitabhängigen Funktion für die Keimstellendichte N_K ausgedrückt, da angenommen wird, dass der Anteil gelösten Gases durch die Nukleation selbst reduziert wird:

$$N_K = 1.11 \times 10^{12} \exp\left(\frac{-5.28}{\Delta T}\right) (10^{-4.34 \exp(-5t)}) \quad (2.47)$$

Das Blasenwachstum wird anhand eines Rayleigh-Ansatzes beschrieben. Als Zerfallskriterium dient hier eine kritische Dampfvolumenfraktion ($\epsilon = 0.55$) innerhalb eines Tropfens. Es wird angenommen, dass die Anzahl der Sekundärtropfen nach dem Zerfall doppelt so hoch ist wie die Anzahl der Blasen in dem ursprünglichen Tropfen. Spraysimulationen von Sprays aus Einlochdüsen zeigten eine abnehmende Spraypenetration mit zunehmendem Überhitzungsgrad, wobei im qualitativen Vergleich mit Messdaten nur bedingt eine Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen beobachtet werden konnte.

Einen ähnlichen Ansatz verfolgte auch Rakowski [74], wobei die Keimstellendichte N keine Funktion der Zeit war und für die Modellierung ein vereinfachter Ansatz nach Senda et al. [89] verwendet wurde:

$$N_K = C \exp\left(\frac{-5.279}{\Delta T}\right) \quad (2.48)$$

Die erzielten Simulationsergebnisse von Sprays aus Mehrlochinjektoren wurden qualitativ mit LIF-Messdaten verglichen und es konnte eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Gleichzeitig schränkte Rakowski die Gültigkeit des verwendeten Ansatzes auf geringe Überhitzungsgrade ein, bei denen das interne Flash Boiling keine Rolle spielt [73, 74].

VanDerWege et al. [96] verfolgten einen pragmatischen Ansatz, um Sprays von einem Drallinjektor unter Flash-Boiling-Bedingungen zu simulieren. Anstatt einen Zerfall von Tropfen aufgrund von Blasenwachstum zu simulieren, wurde als Anfangsbedingung eine Tropfengrößenverteilung mit einem im Vergleich zum nicht überhitzten Spray kleineren mittleren

Tropfendurchmesser vorgegeben. Außerdem wurde der Kegelwinkel des Sprays erhöht und ein zusätzliches Spray mit einer schnell verdunstenden Komponente dem Hauptspray überlagert, um so den für Flash Boiling typischen erhöhten Dampfanteil im Düsenahfeld zu imitieren. Die einzelnen Parameter wurden unabhängig voneinander variiert und der Einfluss auf das Sprayverhalten untersucht. Durch einen qualitativen Vergleich mit Messdaten konnte gezeigt werden, dass neben der mittleren Tropfengröße auch der erhöhte Dampfanteil einen maßgeblichen Einfluss auf das Ausbreitungsverhalten des Sprays besitzt.

2.5 Aufgabenstellung und Ziele der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist das Erarbeiten einer verbesserten Modellierung für die Simulation von Sprays mit überhitztem Kraftstoff. Zum einen ist es dazu nötig, die entsprechenden Phänomene in der Simulation abbilden zu können. Zum anderen ist es aber ebenso wichtig, die für die Überhitzung relevanten Motorbetriebszustände zu kennen. Neben dem messtechnisch relativ einfach zu bestimmenden Kammer- bzw. Brennraumdruck während der Einspritzung ist die Kraftstofftemperatur die zweite entscheidende Größe für den Überhitzungsgrad. In der Simulation ist die Kraftstofftemperatur eine vom Anwender vorzugebende Randbedingung. Die im Motorbetrieb auftretenden Kraftstofftemperaturen an der Spitze des Injektors sind im Allgemeinen jedoch nicht bekannt. Aus diesem Grund müssen im Rahmen dieser Arbeit zunächst experimentelle Untersuchungen an einem Motor durchgeführt werden mit dem Ziel, die Kraftstofftemperaturen in der Injektorspitze bei verschiedenen Betriebszuständen des Motors zu bestimmen.

Für die Modellierung von überhitzten Sprays wird außerdem ein besseres Verständnis der vorherrschenden Wirkzusammenhänge benötigt. Dafür soll der Einfluss von Kraftstofftemperatur, Kraftstoffdruck und Gegendruck auf das Verhalten des Sprays eines typischen Injektors für Benzindirekteinspritzung untersucht werden. Für ein noch detaillierteres Verständnis der relevanten Phänomene muss zudem der einzelne Strahl eines überhitzten Sprays genauer analysiert werden. Von großer Bedeutung sind dabei möglichst realitätsnahe experimentelle Untersuchungen, insbesondere in Bezug auf die Injektor- bzw. Spritzlochgeometrie, die relevanten thermodynamischen Randbedingungen (abgeleitet aus den Motoruntersuchungen) sowie den eingesetzten Kraftstoff.

Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen soll im Anschluss ein Ansatz für die Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls erarbeitet werden, welcher in 3D-CFD basierten Spraysimulationen angewendet werden kann. Eine Simulation der überhitzten Injektorinnenströmung sowie die Kopplung von Innenströmungs- und Spraysimulation soll hierbei explizit nicht im Fokus stehen. Vielmehr sollen die relevanten Phänomene allein mittels „Discrete Droplet Method“ basierter Spraysimulationen so weit wie möglich abge-

bildet werden können. Die Anforderung ist hierbei, dass dieser Ansatz die zuvor als relevant identifizierten Einflussfaktoren berücksichtigen und das Verhalten von überhitzten Sprays insbesondere in Bezug auf die Änderung der Spraypenetration und der Spraygeometrie korrekt abbilden kann. Die Validität des erarbeiteten Modellansatzes muss anschließend mittels einer Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen und Messdaten aus Spraykammeruntersuchungen überprüft werden.

Der in Abschnitt 2.4 präsentierte Überblick zum Stand der Forschung lässt vermuten, dass Flash Boiling einen wesentlichen Einfluss auf den Einspritzvorgang in Bezug auf Gemischbildung, Homogenisierung und Wandbenetzung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung hat. Daher werden abschließend mehrere 3D-CFD basierte Motorsimulationen durchgeführt und die Ergebnisse mit und ohne Berücksichtigung von Kraftstoffüberhitzung miteinander verglichen.

Kapitel 3

Experimentelle Untersuchungen am Motorprüfstand und im Fahrzeug

Eine Notwendigkeit für das Erzielen von validen Simulationsergebnissen ist das Vorhandensein von Simulationsmodellen, welche die untersuchten Vorgänge ausreichend gut abbilden können. Eine weitere wichtige Voraussetzung ist aber auch das Vorhandensein von realistischen Randbedingungen für die Simulation. Wie bereits im vorigen Kapitel erläutert, ist die Kraftstofftemperatur eine sehr relevante Größe im Zusammenhang mit Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen. Daher soll in diesem Kapitel näher auf die realen Kraftstofftemperaturen eingegangen werden, die sich in Abhängigkeit verschiedener Parameter im Motorbetrieb ergeben können.

Zunächst soll dabei der Einfluss der Einbauposition des Injektors (zentral im Brennraumdach oder seitlich unterhalb der Einlassventile) untersucht werden. Es liegt nahe, dass dieser Aspekt eine wichtige Rolle spielt, da die Temperaturverteilung im Brennraum über einen Zyklus betrachtet nicht homogen sein muss [66] und sich daher im Mittel Unterschiede in den Oberflächentemperaturen ergeben können. Des Weiteren ist von Interesse, inwieweit die Ergebnisse durch eine Temperaturkonditionierung der Kraftstoffzuleitung sowie unterschiedliche Motortemperaturen beeinflusst werden. Weitere Erkenntnisse sollten aus der Analyse des Temperaturverhaltens bei stationärem und transientem Betrieb des Motors gewonnen werden. Letztlich sollte auch die ganz grundsätzliche Frage beantwortet werden, ob sich an einem Einzylinder-Forschungsmotor, welcher frei stehend innerhalb einer klimatisierten Prüfstandszelle betrieben wird, andere Kraftstofftemperaturen ergeben, als in einem Vollmotor, der im Motorraum eines Fahrzeugs seine Arbeit leisten muss.

3.1 Untersuchungen an einem Einzylinder-Forschungsmotor

3.1.1 Versuchsträger

Für die Untersuchungen bei stationärem Motorbetrieb kam ein Einzylinder-Forschungsmotor zum Einsatz. Durch einen modifizierten Zylinderkopf war es möglich, an demselben Aggregat Untersuchungen mit verschiedenen Injektoreinbaupositionen durchzuführen. Für Untersuchungen mit zentraler Einbaulage (ZEBL) war eine Bohrung zwischen den Ein- und Auslassventilen mittig im Brennraumdach vorhanden. Eine weitere Bohrung mittig und unterhalb der Einlassventile erlaubte Untersuchungen mit seitlicher Einbaulage (SEBL) des Injektors. Die Zündkerze befand sich zwischen der zentralen Injektorbohrung und den beiden Auslassventilen. Weitere technische Spezifikationen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Bei den eingesetzten Injektoren handelte es sich um Bosch-Mehrlochinjektoren vom Typ HDEV5.2 mit fünf (bei SEBL) bzw. sechs (bei ZEBL) Spritzlöchern.

Größe	Wert	Einheit
Kolbenhub	85	mm
Bohrungsdurchmesser	82	mm
Hubraum	449	cm ³
Einlassventile	2	-
Auslassventile	2	-
Geom. Verdichtungsverhältnis	9.5 : 1	-

Tabelle 3.1: Technische Spezifikationen des Einzylindermotors

Bei den Untersuchungen wurde ausschließlich der Homogenbetrieb (Luftzahl $\lambda = 1$) betrachtet. Hierbei wurde mittels einer im Saugrohr positionierten Drosselklappe die vom Motor angesaugte Luftmenge und damit die Motorlast eingeregelt. Die in der Abgasstrecke positionierte Lambdasonde erfasst den Restsauerstoffgehalt, so dass von der Motorsteuerung die benötigte Kraftstoffmenge bzw. Einspritzdauer berechnet werden kann. Der Druck im Saugrohr konnte mittels Niederdruckindizierung mit einer zeitlichen Auflösung von 1 °KW erfasst werden. Analog zum Saugrohr wurde im Brennraum eine Hochdruckindizierung verbaut. Anhand dieses Drucksignals kann der sogenannte indizierte Mitteldruck (p_{mi}) berechnet werden, welcher ein Maß für die abgegebene Arbeit (unter Vernachlässigung der Reibungsverluste) des Motors pro Arbeitsspiel und damit die Motorlast darstellt. Der indizierte Mitteldruck wird anhand folgender Gleichung berechnet:

$$p_{mi} = \frac{1}{V_{Hub}} \oint_{V_{Hub}} p_{Brennraum} dV \quad (3.1)$$

Da die Einspritzung im Homogenbetrieb üblicherweise während des Ansaugtaktes erfolgt, ist der gemessene Saugrohrdruck ein wichtiges Maß in Bezug auf die Auftretenswahrscheinlichkeit von Flash Boiling. Bei voll geöffneten Einlassventilen ist der Druckverlust zwischen Saugrohr und Brennraum typischerweise kleiner als 50 mbar, so dass hier in erster Näherung das Drucksignal aus der Niederdruckindizierung im Saugrohr als die relevante Größe zur Bestimmung der Überhitzung verwendet werden kann. Die im Brennraum verbaute Hochdruckindizierung wäre hierfür trotz der optimalen Position nur bedingt geeignet, da die niedrigen Drücke während des Ansaugtaktes außerhalb des Messbereichs des Hochdrucksensors liegen.

Für die vorgenommenen Untersuchungen wurden überwiegend Lastpunkte im Teillastbereich gewählt, so dass sich ein Saugrohrdruck von deutlich unter 1 bar ergab. Zusätzlich wurde zu Vergleichszwecken ein höherer Lastpunkt mit einem eingeregelter Saugrohrdruck von 1 bar gewählt, wodurch sich ein indizierter Mitteldruck von etwa 11.5 bar ergab. Neben einer Lastvariation wurde auch der Kraftstoffdruck (p_{Rail}) variiert. Eine Auflistung der relevanten Randbedingungen ist in Tabelle 3.2 gegeben. Der für den eingesetzten Versuchsträger gültige Zusammenhang zwischen Saugrohrdruck und indiziertem Mitteldruck bei den untersuchten Betriebspunkten ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Größe	Wert	Einheit
Drehzahl (n)	2000	min^{-1}
Kühlwassertemperatur	82	$^{\circ}\text{C}$
Motoröltemperatur	74	$^{\circ}\text{C}$
Indizierter Mitteldruck (p_{mi})	2, 3, 4, 5, ca. 11.5	bar
Raildruck (p_{Rail})	50, 200	bar
Einspritzbeginn (ESB)	200 (SEBL), 300 (ZEBL)	$^{\circ}\text{KW}$ vor ZOT
Verbrennungsschwerpunkt (MFB 50 %)	8	$^{\circ}\text{KW}$ nach ZOT
Kraftstoff	Super Plus (ROZ98)	-

Tabelle 3.2: Randbedingungen der Untersuchungen am Einzylindermotor

3.1.2 Kraftstoffkonditionierung und Messwerterfassung

Ein wesentliches Merkmal des Versuchsaufbaus bestand in der Möglichkeit, die Temperatur des Kraftstoffs regeln zu können. Hierfür kam eine Konditioniereinheit der Firma

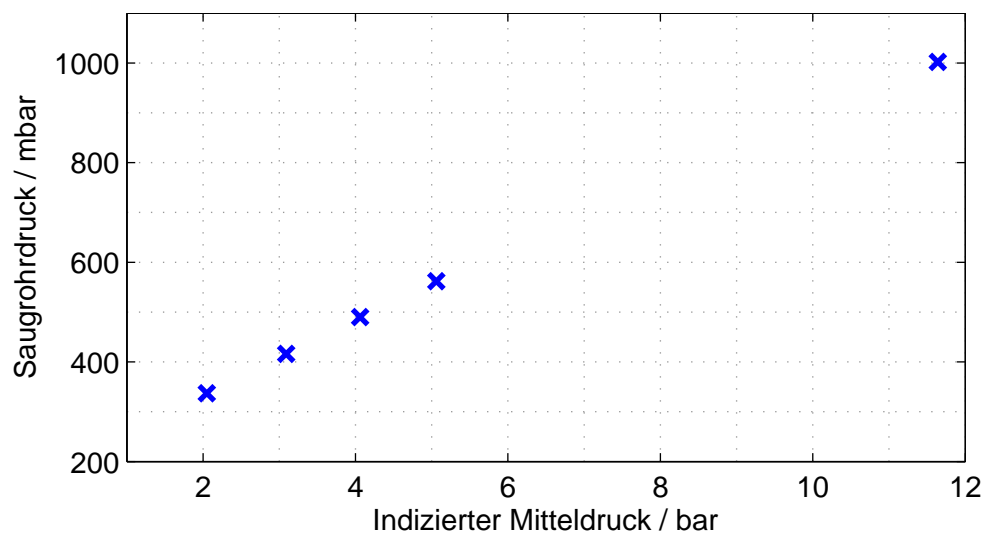


Abbildung 3.1: Abhängigkeit des Saugrohrdrucks vom indizierten Mitteldruck bei dem eingesetzten Einzylindermotor. Dargestellt sind die untersuchten Lastpunkte.

Julabo vom Typ Julabo Presto LH 45 zum Einsatz. Die Konditioniereinheit war mittels ummantelter Metallschläuche mit einem Wärmetauscher verbunden, durch den der Kraftstoff vor dem Einströmen in den Injektor geführt wurde. Wie in Abbildung 3.2 zu erkennen ist, war der Wärmetauscher in einem sehr kleinen Abstand zum Injektor angebracht, um einen Wärmeaustausch mit der Umgebung zu minimieren. Zusätzlich wurde die Strecke zwischen Wärmetauscher und Injektor isoliert (in der Abbildung nicht verbaut). Als Wärmeträger zirkulierte ein Silikonöl durch den Kreislauf. Durch diesen Aufbau konnten Kraftstofftemperaturen zwischen $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ beim Austritt des Kraftstoffs aus dem Wärmetauscher dargestellt werden.

Bei der untersuchten Motordrehzahl von 2000 U/min liegt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Kraftstoffs durch die Hochdruckleitung abhängig vom eingestellten Lastpunkt sowie der Kraftstofftemperatur in der Größenordnung von circa $1 - 10\text{ cm/s}$, wodurch relativ viel Zeit für einen Wärmeaustausch zwischen Kraftstoff und der Umgebung zur Verfügung steht. Somit kann es trotz vorhandener Isolierung bereits in der Leitungsstrecke zwischen dem Austritt aus dem Wärmetauscher und dem Eintritt in den Injektor zu einer Änderung der Kraftstofftemperatur kommen. Außerdem wird der Injektor selber durch das im Zylinderkopf zirkulierende Kühlwasser konditioniert, was einen starken Einfluss auf die Kraftstofftemperatur haben kann. Zu guter Letzt kommt es über die Ventilspitze aufgrund der hohen Temperaturen der Verbrennungsgase im Brennraum zu einem großen Wärmeeintrag in den Kraftstoff.

Insgesamt kann sich die Kraftstofftemperatur über eine relativ kurze Strecke sehr stark ändern. Aus diesem Grund wurden an verschiedenen Positionen Thermoelemente inner-

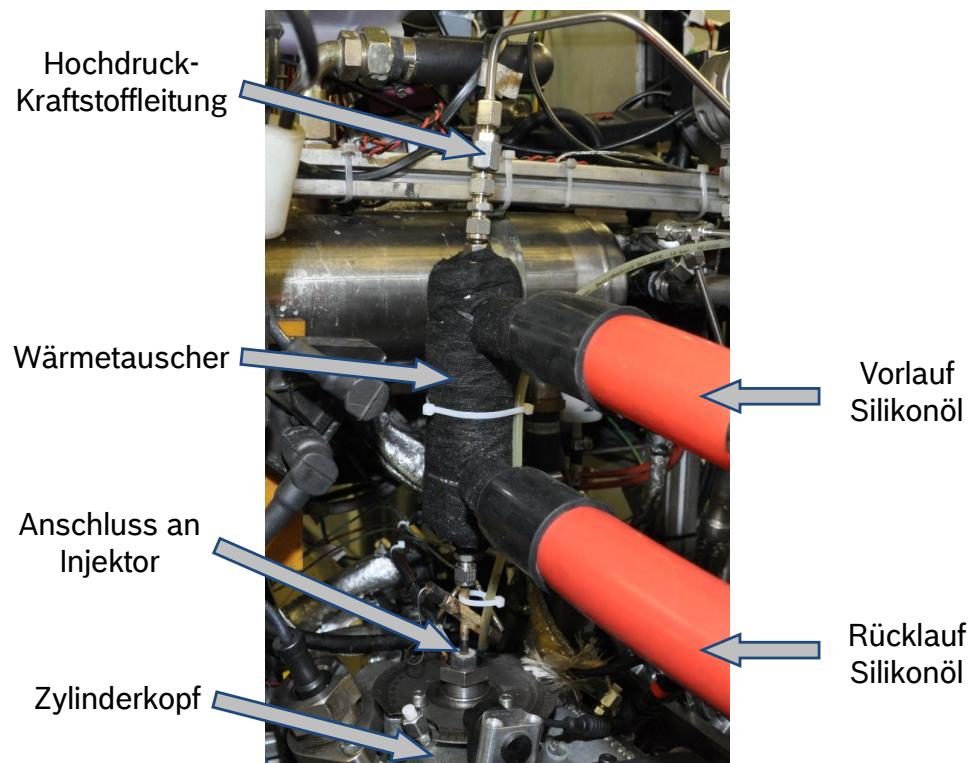


Abbildung 3.2: Abbildung des Wärmetauschers zur Kraftstoffkonditionierung

halb des Leitungssystems / Injektors verbaut, die dort direkt vom Kraftstoff umströmt wurden. Hierbei handelte es sich um Nickel-Chrom / Nickel Thermoelemente vom Typ K mit einem Durchmesser von 0.35 mm. Die Messgenauigkeit betrug hierbei ± 1.5 K. Neben der Temperatur am Austritt des Wärmetauschers (T_4) wurde diese auch an zwei Positionen innerhalb des Injektors erfasst. Hierbei befand sich ein Thermoelement direkt vor dem Kraftstofffilter des Injektors (T_3). Um möglichst präzise Randbedingungen für die Spraysimulation gewinnen zu können, wurde ein weiteres Thermoelement sehr nah an der Spitze positioniert (T_2). Ein zusätzliches Thermoelement innerhalb der Ventilspitze (T_1), welches nicht in Kontakt mit dem Kraftstoff war, diente als Vergleich und ermöglichte eine Bewertung des Wärmeeintrags in den Kraftstoff über die Spitze. Abbildung 3.3 zeigt schematisch den Aufbau der Kraftstoffkonditionierung sowie die genaue Lage der einzelnen Thermoelemente.

Während der Versuchsdurchführung wurden die in Tabelle 3.2 aufgelisteten Betriebspunkte nacheinander am Motor eingestellt. Die Motorlast bzw. der indizierte Mitteldruck korreliert hierbei mit der mittleren Gastemperatur im Brennraum, so dass auch der Wärmeeintrag in Motorblock, Zylinderkopf und den Injektor mit zunehmender Last ansteigt. Daher wurde darauf geachtet, dass sich der Motor nach dem Wechsel von einem Betriebspunkt zum nächsten in einem thermisch eingeschwungenen Zustand befand, bevor mit der

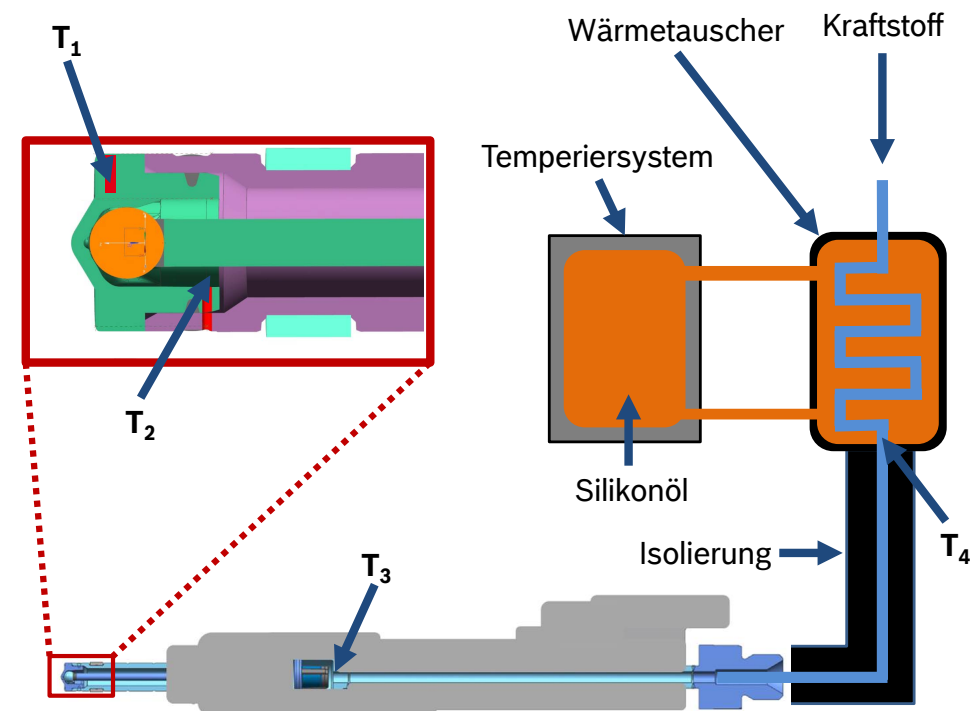


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Konditionierung und Messwerterfassung am Einzylindermotor

Messwerterfassung begonnen wurde. Die Indikatoren hierfür waren konstante bzw. quasistationäre Verläufe der Kühlwasser- und Motoröltemperatur sowie der Messwerte der einzelnen Thermoelemente ($T_1 - T_4$). Die Messwerterfassung erfolgte über ein Intervall von 200 Motorzyklen, was bei der eingestellten Motordrehzahl von 2000 min^{-1} einer Dauer von 12 s entspricht. Für die Auswertung wurden ausschließlich die zeitlichen Mittelwerte betrachtet.

Um parallel zur Messwerterfassung auch Aussagen über den Einfluss der Kraftstofftemperatur auf das Spray im Brennraum treffen zu können, wurden während des Motorbetriebs über einen seitlich im Zylinderkopf positionierten Endoskopiezugang und einer daran angeschlossenen Hochgeschwindigkeitskamera Aufnahmen vom Brennraum gemacht. Die Bildrate betrug hierbei 6000 Hz bei einer Belichtungsdauer von $167 \mu\text{s}$.

3.1.3 Temperaturen am Einzylinder-Forschungsmotor

Im Folgenden werden die am Einzylindermotor gewonnenen Ergebnisse analysiert und diskutiert. An dieser Stelle sei besonders darauf hingewiesen, dass die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze (T_2) während der Versuchsdurchführung mittels Steuerung der

Konditioniereinheit auf ein im Mittel konstantes Niveau eingeregelt wurde. Aus diesem Grund variieren die Kraftstofftemperaturen am Austritt aus dem Wärmetauscher (T_4) über den Bereich der untersuchten Motorbetriebspunkte. Dieses Vorgehen lag vor allem in der besseren Vergleichbarkeit der Brennraumendoskopieaufnahmen im Hinblick auf das Flash Boiling Verhalten des Sprays begründet. Anstatt durch die Änderung des Betriebspunktes zwei für Flash Boiling relevante Größen gleichzeitig zu beeinflussen, sollte hier eine Variation des Betriebspunktes nur eine Änderung des Brennraumdrucks während der Einspritzung mit sich bringen. Ausnahmen von diesem Vorgehen werden im Text und den Bildunterschriften explizit erwähnt.

3.1.3.1 Zentrale Einbaulage

Zunächst soll auf die Ergebnisse mit einem Injektor in zentraler Einbaulage im Brennraumdach eingegangen werden. Bereits ohne Kenntnisse der Messwerte kann davon ausgegangen werden, dass der Injektor und insbesondere die Injektorspitze bei einer zentralen Einbaulage im Mittel höheren Temperaturen ausgesetzt ist als bei einer seitlichen Einbaulage unterhalb der Einlassventile. Dies lässt sich anhand der Flammenausbreitung im Brennraum erklären. Das Gemisch wird typischerweise an einer ebenfalls zentral positionierten Zündkerze entzündet. Die Flamme breitet sich nun annähernd kugelförmig aus und erreicht bereits nach kurzer Zeit den zentral verbauten Injektor. Dieser ist nun dem heißen verbrannten Gas ausgesetzt. Der seitlich verbaute Injektor ist hingegen länger von dem kühleren unverbrannten Gemisch umgeben und wird erst deutlich später von der Flammenfront erreicht, so dass sich über den kompletten Zyklus betrachtet ein geringerer mittlerer Wärmeeintrag in die Injektorspitze ergibt.

In Abbildung 3.4 sind Messwerte der verbauten Thermoelemente in Abhängigkeit vom indizierten Mitteldruck bei einem Raildruck von $p_{Rail} = 200$ bar dargestellt. Die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze (T_2) wurde hierbei mithilfe der Konditioniereinheit auf 90 °C eingeregelt. Je nach Betriebspunkt war es hierfür nötig, die Kraftstofftemperatur am Austritt aus dem Wärmetauscher (T_4) auf Werte zwischen -8 °C und -18 °C einzuregeln. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass es zu einem beachtlichen Wärmeeintrag aus dem Zylinderkopf sowie der Injektorspitze in den Kraftstoff kommt. Außerdem würden sich somit bei fehlender Konditionierung deutlich höhere Kraftstofftemperaturen an der Spitze des Injektors ergeben.

Des Weiteren kann mit Erhöhung des indizierten Mitteldrucks ein Anstieg der Injektorspitzentemperatur (T_1) von 121 °C auf 162 °C beobachtet werden, so dass sich in der Folge ein zunehmender Wärmestrom in den Kraftstoff ergibt. Dies wird dadurch kompensiert, dass sich der mittlere Kraftstoffmassenstrom mit zunehmendem p_{mi} erhöht, wodurch die Aufheizung im Bereich des Zylinderkopfes geringer ausfällt. Eine abnehmende Kraftstoff-

temperatur im Bereich des Filters (T_3) sowie die kleiner werdende Differenz zwischen T_3 und T_4 sind der Beleg dafür.

Wird die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze (T_2) auf ein Niveau von 120 °C eingeregelt, so hat dies, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, sowohl auf die Absolutwerte als auch auf den motorlastabhängigen Verlauf der restlichen gemessenen Temperaturen starke Auswirkungen. Grundsätzlich ist das Kraftstofftemperaturniveau am Austritt aus dem Wärmetauscher (T_4) deutlich höher als im Fall zuvor. Bemerkenswert ist hierbei die Tatsache, dass je nach Motorlast eine Erhöhung um 48 bis 110 °C benötigt wird, um an der Spitze eine um 30 °C erhöhte Kraftstofftemperatur (T_2) zu erhalten. Dies lässt sich damit erklären, dass der Wärmestrom aus dem Zylinderkopf in den Kraftstoff aufgrund des höheren Temperaturniveaus - und der damit verbundenen kleineren Differenz zwischen Zylinderkopf- und Kraftstofftemperatur - deutlich geringer ausfällt. Nicht zuletzt wird auch die - trotz Isolierung - nicht vollständig adiabate Hochdruckkraftstoffleitung zwischen Wärmetauscher und Zylinderkopf zum Teil dafür verantwortlich sein. Bei einem indizierten Mitteldruck von $p_{mi} = 2$ bar kühlt der Kraftstoff aufgrund des geringen Massenstroms zunächst sogar von 93 °C am Austritt aus dem Wärmetauscher auf 80 °C am Filter ab. Dieser Effekt ist in abgeschwächter Form auch noch bei höheren Lasten zu erkennen. Diese Daten lassen somit auch den Schluss zu, dass sich ohne Konditionierung bei niedrigen Lasten Kraftstofftemperaturen von weniger als 120 °C an der Spitze ergeben würden.

Im Gegensatz zum Kraftstoff zeigt die Injektorspitze selbst ein sehr ähnliches lastabhängiges Temperaturverhalten wie im Fall $T_2 = 90$ °C, wobei sich die Temperaturerhöhung des Kraftstoffs praktisch eins zu eins in einer erhöhten Spitzentemperatur widerspiegelt. Der Wärmestrom aus der Spitze in den Kraftstoff wird sich daher in beiden Fällen nur geringfügig unterscheiden.

Eine Verringerung des Raildrucks von 200 auf 50 bar hat auf die gemessenen Kraftstofftemperaturen keinen wesentlichen Einfluss, wie in den Abbildungen 3.6 und 3.7 zu erkennen ist. Allerdings wird die Injektorspitzentemperatur T_1 durch die Druckabsenkung zumindest bei höheren Lasten signifikant beeinflusst. Im Fall von $T_2 = 90$ °C ergibt sich am höchsten untersuchten Lastpunkt von $p_{mi} = 11,5$ bar durch die Druckabsenkung eine Temperaturänderung von 162 auf 150 °C. Für $T_2 = 120$ °C kann eine Reduktion von 189 auf 177 °C beobachtet werden.

Dieses Phänomen lässt sich dadurch erklären, dass der Kraftstoffdruck einen starken Einfluss auf die Benetzung der Injektorspitze mit flüssigem Kraftstoff hat. Während der Einspritzung kann ein sehr kleiner Teil des Kraftstoffs nach dem Verlassen der Spritzlöcher an der Oberfläche der Injektorspitze haften bleiben. In der Folge bildet sich dort ein Film flüssigen Kraftstoffs. Dieser Film reduziert durch Isolierung und Verdunstungskühlung lokal

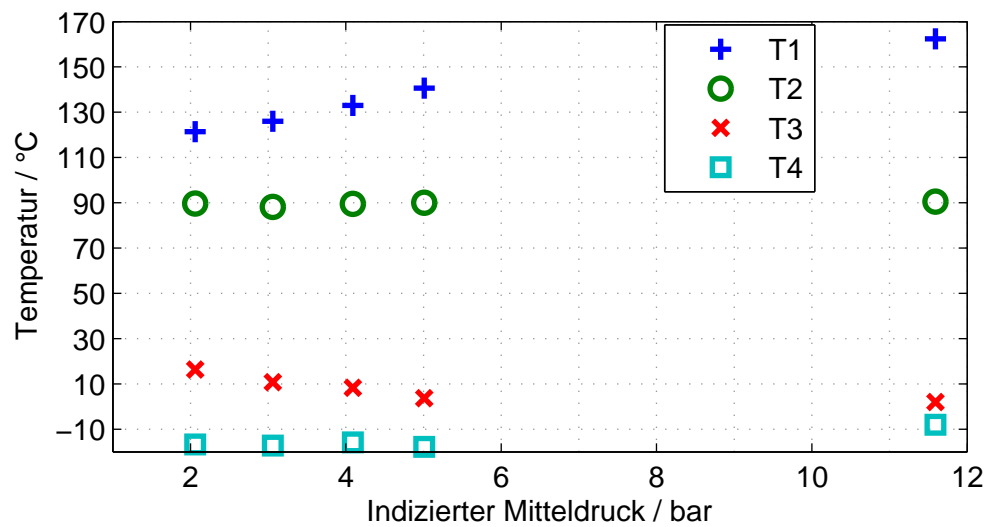


Abbildung 3.4: Messwerte der Thermoelemente bei zentraler Einbaulage,
 $T_2 = 90^\circ\text{C}$ und $p_{Rail} = 200\text{ bar}$

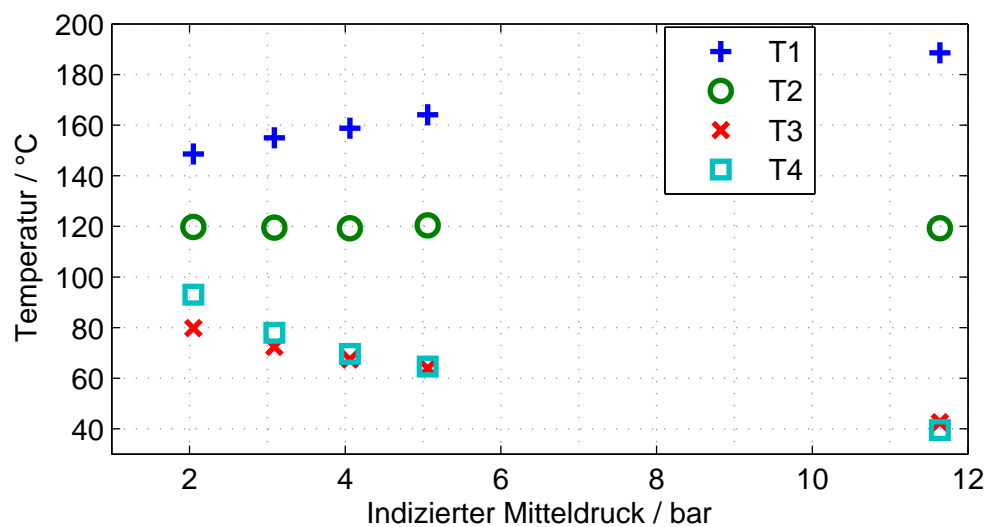


Abbildung 3.5: Messwerte der Thermoelemente bei zentraler Einbaulage,
 $T_2 = 120^\circ\text{C}$ und $p_{Rail} = 200\text{ bar}$

die mittlere Oberflächentemperatur der Injektorspitze. Mit zunehmendem Kraftstoffdruck nimmt die Geschwindigkeit und damit der Impuls des aus den Spritzlöchern austretenden Kraftstoffes zu. Dies führt wiederum dazu, dass sich während der Einspritzung weniger Kraftstoff an der Oberfläche sammelt und die Kühlwirkung dadurch reduziert wird. Ein maßgeblicher Einfluss dieser lokal begrenzten Abkühlung auf die Kraftstofftemperatur lässt sich aber wie bereits erwähnt nicht feststellen.

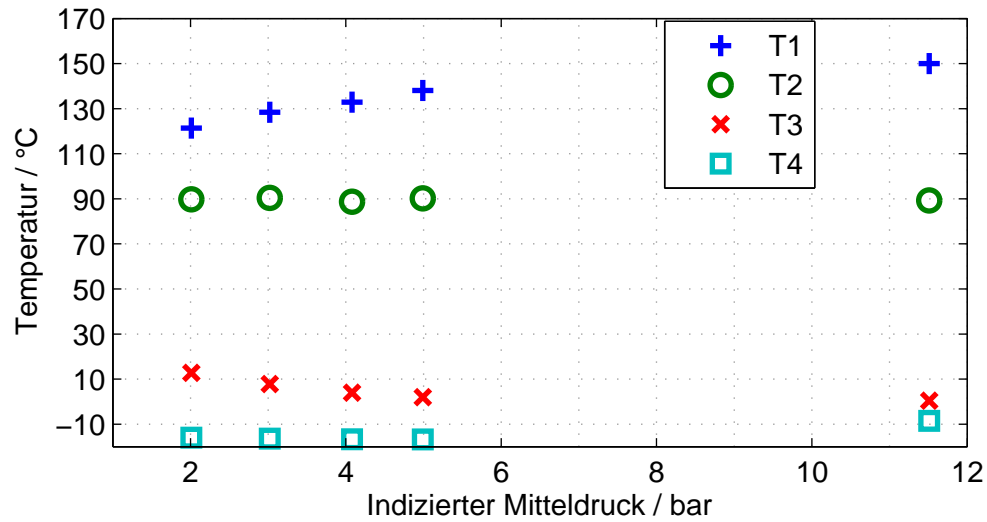


Abbildung 3.6: Messwerte der Thermoelemente bei zentraler Einbaulage, $T_2 = 90$ °C und $p_{Rail} = 50$ bar

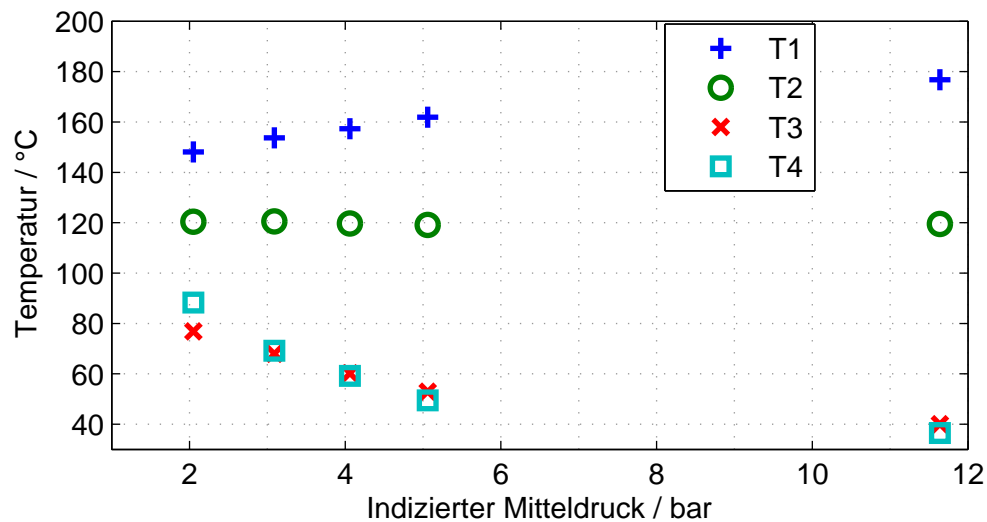


Abbildung 3.7: Messwerte der Thermoelemente bei zentraler Einbaulage, $T_2 = 120$ °C und $p_{Rail} = 50$ bar

3.1.3.2 Seitliche Einbaulage

Wie bereits zu Beginn des letzten Abschnitts erwähnt, wird erwartet, dass die Einbauposition des Injektors einen wesentlichen Einfluss auf den mittleren Wärmeeintrag über die Injektorspitze in den Kraftstoff hat. Abbildung 3.8 bestätigt diese Vermutung. Auch hier wurde mittels Steuerung der Konditioniereinheit die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze T_2 auf ein über alle Lastpunkte konstantes Niveau - in diesem Fall $T_2 = 90$ °C -

eingeregelt. Der Vergleich zu den Daten bei zentraler Einbaulage (Abbildung 3.4) zeigt, dass der Wärmetauscher bei deutlich höheren Temperaturen betrieben werden muss. Während der Kraftstoff bei der zentralen Einbaulage stark gekühlt werden musste, wird in diesem Fall eine Vorheizung des Kraftstoffs auf Temperaturen zwischen $T_4 = 52\text{ °C}$ und $T_4 = 65\text{ °C}$ nötig. Der deutlich niedrigere Wärmeeintrag aus dem Brennraum in den Injektor führt auch zu einer Absenkung der Injektorspitzentemperatur auf Werte zwischen $T_1 = 100\text{ °C}$ und $T_1 = 118\text{ °C}$. Insgesamt legen diese Daten nahe, dass bei seitlicher Einbaulage die Kraftstofftemperaturen an der Injektorspitze in einem Vollmotor nur bei sehr hohen Lasten (durch hohe Aufladung) deutlich über 90 °C liegen werden.

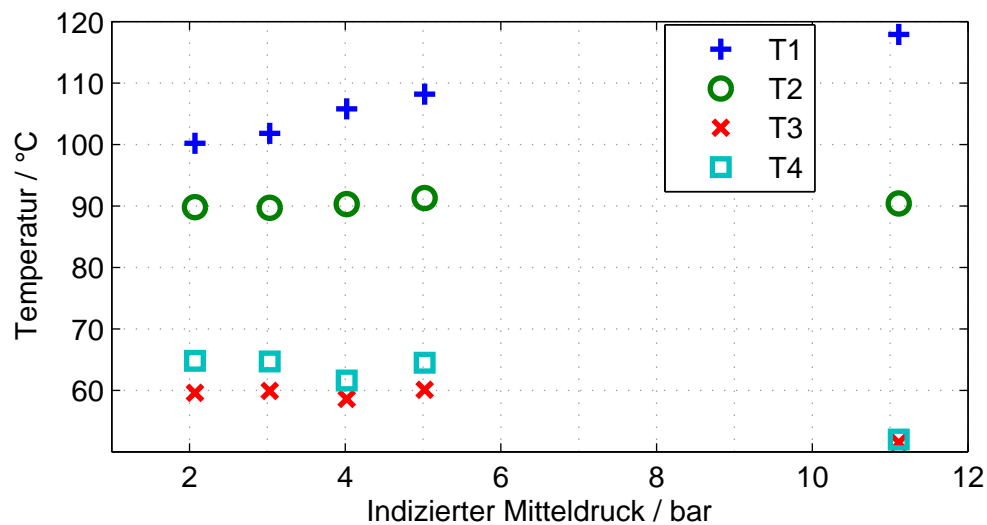


Abbildung 3.8: Messwerte der Thermoelemente bei seitlicher Einbaulage,
 $T_2 = 90\text{ °C}$ und $p_{Rail} = 200\text{ bar}$

In einer weiteren Versuchsreihe wurde vom bisherigen Vorgehen, eine über alle Lastpunkte konstante Kraftstofftemperatur einzuregeln, abgewichen. Im Interesse lag hierbei vielmehr, welche Kraftstofftemperaturen sich bei maximal möglicher Vorkühlung einstellen würden. Hierbei wurde der Kraftstoff im Wärmetauscher auf eine Temperatur von im Mittel $T_4 = -28\text{ °C}$ abgekühlt. Gleichzeitig wurden die Kühlwasser- und Motoröltemperatur leicht reduziert (64 °C bzw. 58 °C), um die Aufheizung des Kraftstoffs im Bereich des Zylinderkopfes zu verringern. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Durch die starke Vorkühlung erreicht die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze T_2 hierbei nur Werte zwischen 40 und 62 °C . Interessanterweise nimmt T_2 mit steigender Last ab, was dafür spricht, dass der zunehmende Wärmeeintrag aus dem Brennraum die Zunahme des Kraftstoffmassenstroms nicht kompensieren kann. Auf einem höheren Temperaturniveau konnte sowohl bei seitlicher als auch bei zentraler Einbaulage indirekt eher das Gegenteil beobachtet werden (Abbildungen 3.5 und 3.8). Erstaunlich ist außerdem die Tatsache,

dass sich die Injektorspitzentemperatur praktisch unabhängig von der Motorlast auf einem annähernd konstanten Niveau von $T_1 = 77 - 80 \text{ °C}$ einstellt.

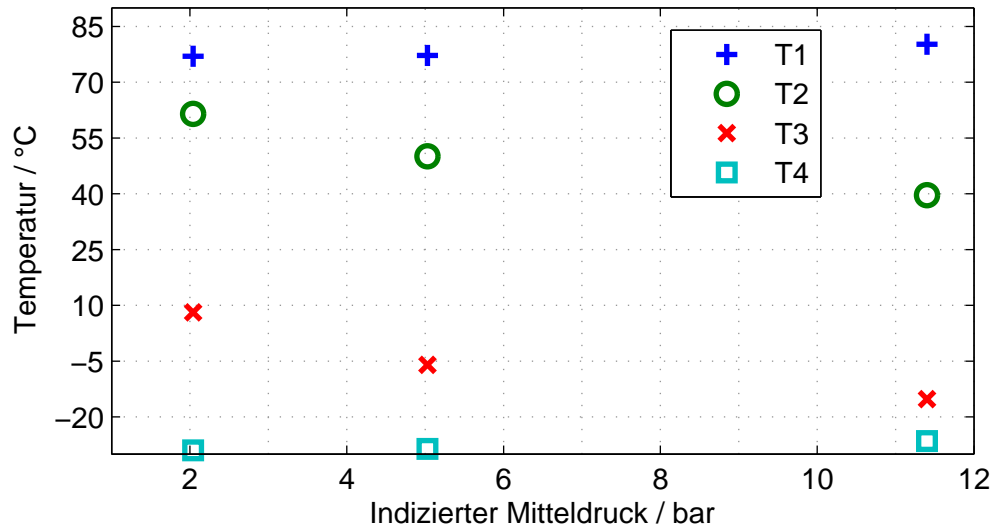


Abbildung 3.9: Messwerte der Thermoelemente bei seitlicher Einbaulage, $T_4 \approx -28 \text{ °C}$ und $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$ sowie $T_{\ddot{O}l} = 58 \text{ °C}$ und $T_{Wasser} = 64 \text{ °C}$

3.1.4 Endoskopie des Sprays im Brennraum

Parallel zu den Temperaturmessungen wurden während des Motorbetriebs mittels Endoskopie Aufnahmen vom Brennraum gemacht, um den Einfluss der verschiedenen Betriebspunkte und Temperaturen auf die Spraygeometrie zu beurteilen. Die Motivation hierbei war aber nicht etwa eine präzise, quantitative Auswertung der Bildinformationen. Für solche Zwecke sind Untersuchungen an einer stationären Spraykammer aufgrund der besseren optischen Zugänglichkeit und der einfacher zu kontrollierenden Randbedingungen deutlich besser geeignet (siehe Untersuchungen in Kapitel 4). Vielmehr sollte eine qualitative Gegenüberstellung von stark überhitzten und nicht oder kaum überhitzten Sprays erfolgen, um zu beurteilen, inwiefern die Sprays zusätzlich durch die Brennraumströmung beeinflusst werden.

Abbildung 3.10 zeigt exemplarisch zwei Aufnahmen des Brennraums während des Einspritzvorgangs bei einem zentral eingebauten Injektor. Im linken Bild ist das Spray durch den niedrigen Saugrohrdruck und die hohe Kraftstofftemperatur stark überhitzt. Dies resultiert in einem für Flash Boiling Sprays typischen Kollaps der einzelnen Strahlen. Im Vergleich dazu ist das Spray im rechten Bild kaum überhitzt. Hier sind die einzelnen Strahlen klar erkennbar. In beiden Fällen strömt die angesaugte Frischluft zeitgleich zur

Einspritzung durch das geöffnete Einlassventil, wodurch das Spray leicht nach links verweht wird. Eine wesentliche Beeinflussung des Sprays durch die Brennraumströmung ist anhand dieser Aufnahmen aber nicht zu erkennen.



Abbildung 3.10: Endoskopieaufnahmen des Brennraums mit Injektor in zentraler Einbaulage bei $p_{Rail} = 200$ bar und $t = 0.5$ ms nach ESB;
links: $p_{mi} = 2$ bar, $T_2 = 120$ °C; rechts: $p_{mi} = 11.5$ bar, $T_2 = 90$ °C

In Abbildung 3.11 werden zwei Sprayaufnahmen bei seitlicher Einbaulage verglichen. Zu sehen ist auch hier ein stark überhitztes Spray (links) und ein nicht überhitztes Spray (rechts). Aufgrund des eingeschränkten Sichtfeldes des Endoskops ist ein Teil des Sprays vom noch teilweise geöffneten Einlassventil verdeckt. Dennoch lassen sich auch hier die typischen Einflüsse der Überhitzung erkennen. Im Bild rechts sind die einzelnen Strahlen noch deutlich voneinander zu unterscheiden, während die Strahlen des Sprays im Bild links kollabiert sind. An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass die Kraftstofftemperatur T_2 im linken Bild aufgrund eines Defekts des Thermoelements nicht ermittelt werden konnte. Eine ungefähre Schätzung des Wertes auf $T_2 \approx 120$ °C scheint aber realistisch, da gleichzeitig Temperaturwerte von $T_1 = 124$ °C und $T_3 = 119$ °C gemessen wurden.

Grundsätzlich scheinen die Auswirkungen von Flash Boiling auf die Spraygeometrie während der Einspritzung im Motor denen in einer stationären Spraykammer zu ähneln. Die Brennraumströmung kann das Spray während der Einspritzung zusätzlich nur leicht deformieren. Inwiefern sich der Einfluss von Flash Boiling im Motor auf die Gemischhomogenisierung und eventuelle Benetzung des Brennraums mit Kraftstoff auswirkt, kann anhand dieser Aufnahmen nicht bewertet werden. Für den Fall, dass geeignete Flash Boiling Modelle zur Verfügung stünden, könnten genauere Aussagen hierzu allerdings mithilfe entsprechender 3D-CFD-Motorsimulationen getroffen werden.



Abbildung 3.11: Endoskopieaufnahmen des Brennraums mit Injektor in seitlicher Einbaulage bei $p_{Rail} = 200$ bar und $t = 0.5$ ms nach ESB;
links: $p_{mi} = 2$ bar, $T_2 \approx 120$ °C; rechts: $p_{mi} = 11$ bar, $T_2 = 40$ °C

3.2 Kraftstofftemperaturmessungen an einem Vollmotor im Fahrzeug

Bei den Untersuchungen am Einzylindermotor im vorherigen Abschnitt wurde der Motor bei konstanter Drehzahl auf vorher festgelegte Lastpunkte eingeregelt. Gleichzeitig wurden die Motortemperaturen (Öl- und Kühlwassertemperatur) sowie die Temperatur des Kraftstoffs an der Injektorspitze mittels Konditionierung fest auf vorgegebene Werte eingestellt. Die Messung der Kraftstofftemperaturen erfolgte also unter quasi-stationären Bedingungen. Im Gegensatz dazu wurden bei den Untersuchungen im Fahrzeug die im normalen Fahrbetrieb real auftretenden Kraftstofftemperaturen ermittelt. Aus diesem Grund wurde hierbei auf eine Konditionierung des Kraftstoffs verzichtet. Zudem lag der Fokus auf einem transienten Motorbetrieb, wobei sich die Drehzahl des Motors und die Motorlast aufgrund eines vorgegebenen Geschwindigkeitsprofils (Fahrzeuggeschwindigkeit als Funktion der Zeit) permanent änderten.

3.2.1 Versuchsträger und Testverfahren

Bei dem Versuchsträger handelte es sich um ein Serienfahrzeug, in dem ein Ottomotor mit vier Zylindern und zwei Litern Hubraum verbaut war. Der Motor verfügte über einen Abgasturbolader und Benzindirekteinspritzung mit zentraler Einbaulage des Injektors. Während der Messungen erfolgte keine spezielle Konditionierung des Motors oder des Kraftstoffs. Der Kühlwasser- und Motorölkreislauf wurde durch das Motorsteuergerät ge-

regelt, wobei sämtliche Steuer- und Regelparameter dem Serienstand entsprachen.

Zur Bestimmung der Kraftstofftemperatur wurde analog zu den Untersuchungen am Einzylindermotor in einem der vier Zylinder ein mit einem Thermoelement ausgerüsteter Injektor verbaut. Hierbei wurde die Temperatur des Kraftstoffs an der Injektorspitze gemessen (siehe Messposition T_2 in Abbildung 3.3). Zusätzlich wurden noch die Messwerte der serienmäßig verbauten Kühlwasser- und Motoröltemperatursensoren erfasst.

Um möglichst reproduzierbare Randbedingungen (u. a. Umgebungstemperatur, Wind, Niederschlag, Geschwindigkeit, Steigung/Gefälle) zu gewährleisten, wurden die Versuche auf einem Rollenprüfstand innerhalb eines Gebäudes durchgeführt. Hierbei wird das Fahrzeug mit den Antriebsrädern auf im Boden eingelassene Rollen positioniert. Die Massenträgheit sowie der Roll- und Luftwiderstand des Fahrzeugs können dabei über ein variables Bremsmoment an den Rollen simuliert werden. Um die Kühlwirkung des Fahrtwindes nachzubilden, wird die Front des Fahrzeugs mit einem Gebläse angeblasen. Die Umgebungstemperatur lag bei allen Tests bei etwa 22 °C.

In den Versuchen wurden zwei verschiedene Fahrzyklen durchlaufen, welche neben dem Geschwindigkeitsprofil unter anderem auch die Motortemperatur beim Start vorgeben. Zum einen wurde der *Neue Europäische Fahrzyklus* (NEFZ) [78] ausgewählt, welcher auch zur Bestimmung von Verbrauch und Abgasemissionen von Neufahrzeugen in der Europäischen Union verwendet wird. Da das Durchlaufen des NEFZ hauptsächlich in niedrigen bis mittleren Motorlasten resultiert, sollte zusätzlich ein höherlastiger Fahrzyklus zum Einsatz kommen. Hierfür wurde der *ADAC Autobahntest* (BAB 130) [7] ausgewählt. Die Steuerung des Fahrzeugs wurde in beiden Fällen von speziell dafür geschulten Fachkräften übernommen.

3.2.2 Ergebnisse im NEFZ

Der NEFZ schreibt vor, dass die Temperatur des Fahrzeugs und seines kompletten Antriebstrangs vor dem Start des Tests zwischen 20 und 30 °C liegen muss. Außerdem läuft der Motor zu Beginn des Tests nicht, sondern wird erst nach einigen Sekunden gestartet. Abbildung 3.12 zeigt die erfassten Temperaturmesswerte sowie die Fahrzeuggeschwindigkeit während eines kompletten Durchlaufs im NEFZ. Zusätzlich sind in Abbildung 3.13 die Verläufe in den ersten 200 Sekunden desselben Tests dargestellt, um eine detaillierte Analyse der Daten während der Aufheizphase zu ermöglichen.

Wie zu erwarten war, steigt die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze deutlich schneller an als die Temperaturen des Kühlwasser- bzw. Motorölkreislaufs. Direkt nach dem Motorstart nach drei Sekunden erwärmt sich der Kraftstoff innerhalb weniger Sekunden auf über 45 °C. Die Kühlwasser- und Motoröltemperatur bleiben zunächst auf einem konstanten Niveau von etwa 22 °C und steigen erst nach 40 Sekunden allmählich an. Grund

hierfür ist die große thermische Masse des Motorblocks, wohingegen die nur etwa 1 mm dicke Ventilschleuse deutlich schneller durch die heißen Brennraumgase aufgeheizt wird und die Wärme an den Kraftstoff im Inneren des Injektors weiterleitet.

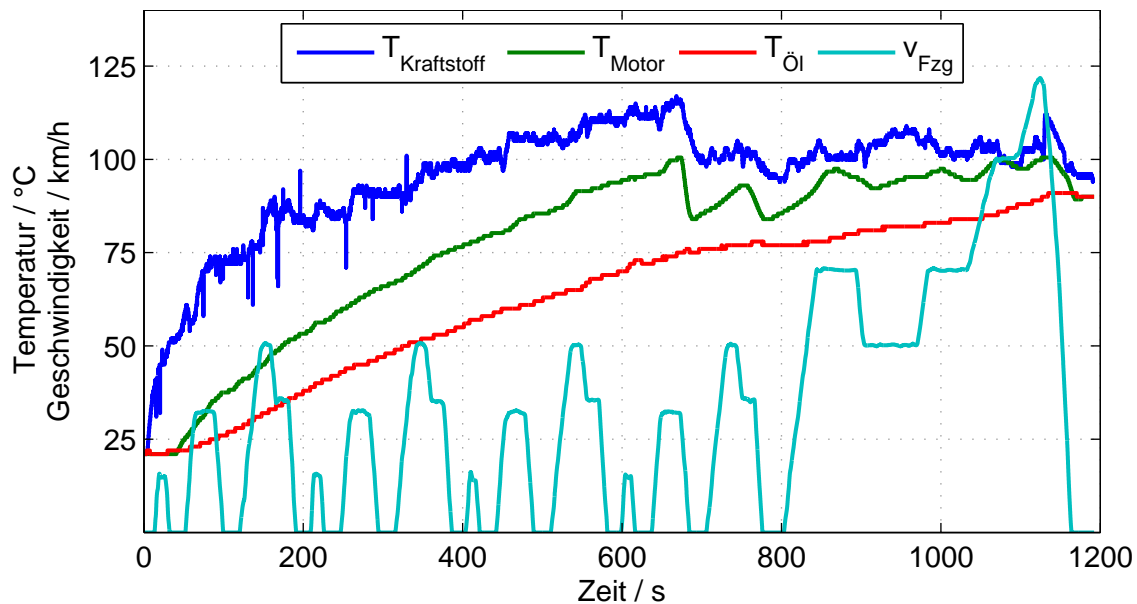


Abbildung 3.12: Temperaturen und Fahrzeuggeschwindigkeit im NEFZ

In den ersten zehn Minuten des Tests liegt die Kraftstofftemperatur im Mittel etwa $25\text{ }^\circ\text{C}$ über der Kühlwassertemperatur und sogar $43\text{ }^\circ\text{C}$ über der Motoröltemperatur. Bereits nach etwa 390 Sekunden übersteigt die Kraftstofftemperatur einen Wert von $100\text{ }^\circ\text{C}$. Nach etwa elf Minuten erreicht sie einen Maximalwert von $117\text{ }^\circ\text{C}$ und fällt anschließend innerhalb von 25 Sekunden um mehr als $15\text{ }^\circ\text{C}$ ab. Die Ursache hierfür ist das über ein Thermostat gesteuerte Einschalten der Kühlwasserpumpe. Dies wird auch durch das zeitgleiche, schlagartige Abfallen der Kühlwassertemperatur deutlich. Die Kühlwasserpumpe war bis zu diesem Zeitpunkt deaktiviert, um ein möglichst schnelles Aufheizen des Motors zu gewährleisten. Hieraus wird deutlich, dass der Wärmeeintrag aus dem Zylinderkopf in den Injektor einen großen Einfluss auf die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze hat. Im weiteren Verlauf des Tests schwankt die Kraftstofftemperatur zwischen 95 und $110\text{ }^\circ\text{C}$, wobei es hier einen Zusammenhang zwischen der Motorlast und der Kraftstofftemperatur gibt, worauf in Abschnitt 3.2.3 noch genauer eingegangen wird.

Die Messwerte im Zeitbereich, in dem der Motor annähernd seine Betriebstemperatur erreicht hat (zwischen elf Minuten und Ende des Tests), lassen den Schluss zu, dass die am Fahrzeug gemessenen Kraftstofftemperaturen sich nicht sehr stark von den Messwerten am Einzylinder-Forschungsmotor unterscheiden, da dort abhängig von der Konditionierung des Kraftstoffs Werte im Bereich von 90 bis $120\text{ }^\circ\text{C}$ gemessen wurden.

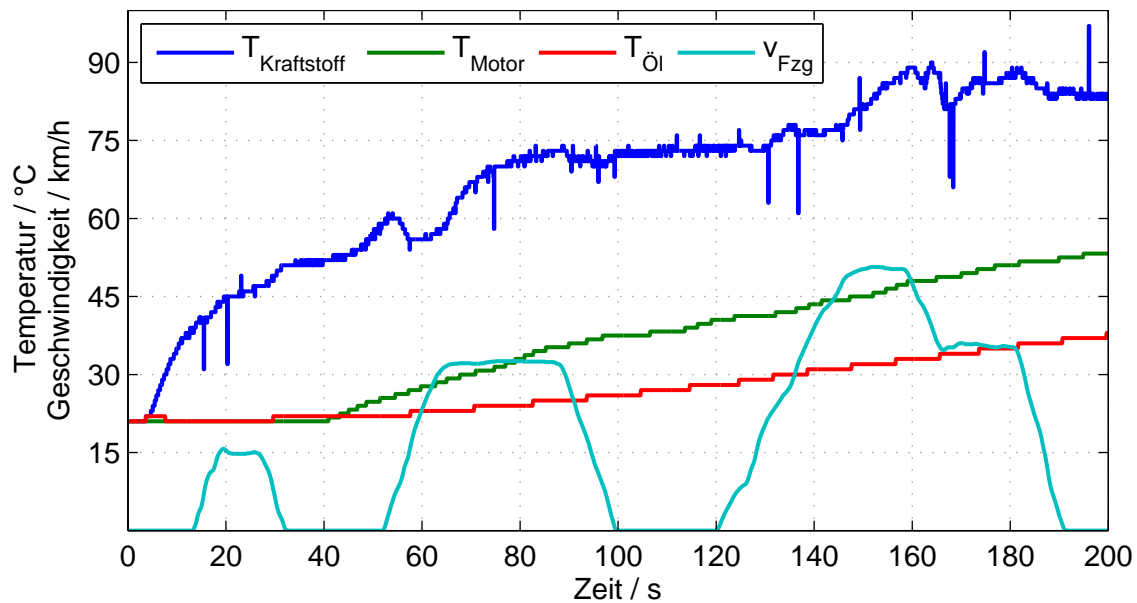


Abbildung 3.13: Temperaturen und Fahrzeuggeschwindigkeit im NEFZ in den ersten 200 Sekunden

3.2.3 Ergebnisse im BAB 130

Der im letzten Abschnitt betrachtete NEFZ hat aufgrund der eher niedrigen Fahrzeuggeschwindigkeiten (die mittlere Fahrzeuggeschwindigkeit liegt bei etwa 33 km/h) und mäßigen Beschleunigungen (maximal 1.5 m/s^2) nur niedrige bis mittlere Motorlasten zu Folge. Es wird erwartet, dass mit zunehmender Motorlast auch die Temperaturen des Kraftstoffs an der Injektorspitze zunehmen. Aus diesem Grund wurde ein weiterer Versuch auf Basis des ADAC Autobahntests durchgeführt. Hier lagen die mittlere Fahrzeuggeschwindigkeit bei etwa 114 km/h und die maximale Fahrzeugbeschleunigung bei 3.5 m/s^2 . Außerdem muss das Fahrzeug beim Start des Tests nicht auf Umgebungstemperatur abgekühlt sein, sondern kann mit bereits einem betriebswarmen Aggregat starten, wobei eine exakte Starttemperatur nicht spezifiziert ist.

Abbildung 3.14 zeigt die erfassten Messwerte über den kompletten Zyklus. Direkt nach dem Start wird das Fahrzeug auf eine Geschwindigkeit von 130 km/h beschleunigt, wobei die Kraftstofftemperatur an der Injektorspitze auf über 125°C ansteigt, während sich die Kühlwasser- und Motoröltemperatur zwischen 95° und 105°C bewegen. Im weiteren Verlauf folgen mehrere Lastwechsel, was zu Folge hat, dass die Kraftstofftemperatur zwischen etwa 90 und 130°C schwankt. Im Mittel ergibt sich dabei ein Wert von 117°C . Die Motoröl- und die Kühlwassertemperatur liegen dabei in etwa auf dem gleichen Niveau. Über den gesamten Zyklus betrachtet ergeben sich im Vergleich zum NEFZ im BAB 130 durchschnittlich etwa 22°C höhere Kraftstofftemperaturen, wobei hier nicht nur die im

Mittel höheren Motorlasten, sondern vor allem auch die unterschiedlichen Starttemperaturen des Motors eine entscheidende Rolle spielen.

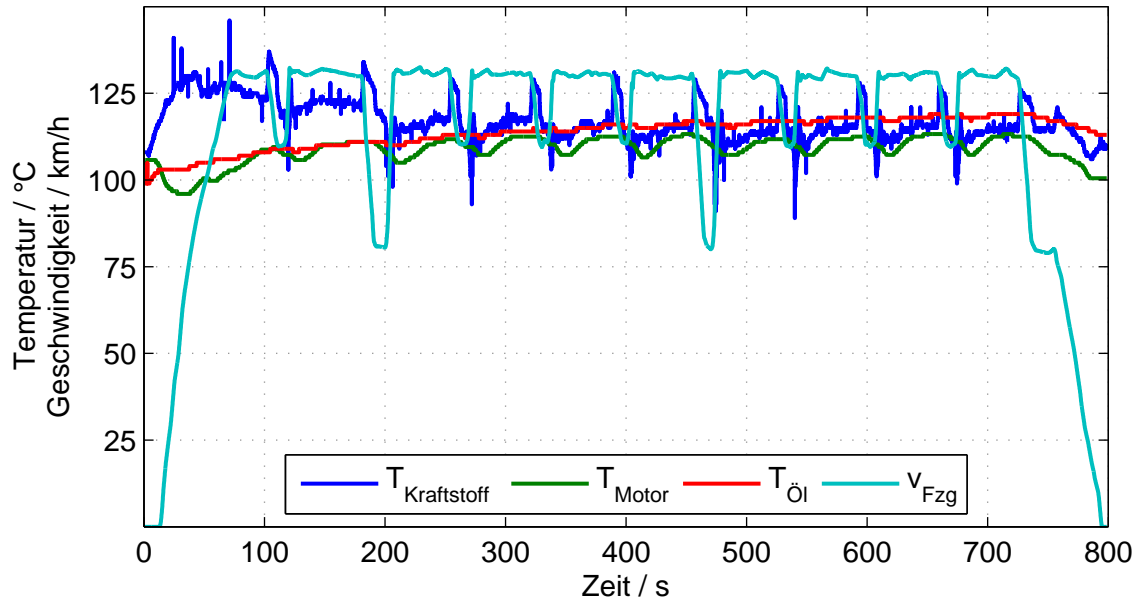


Abbildung 3.14: Temperaturen und Fahrzeuggeschwindigkeit im BAB

In Abbildung 3.15 ist ein Ausschnitt aus demselben Versuch während eines Lastwechsels dargestellt. An diesen Verläufen lässt sich das dynamische Verhalten der Kraftstofftemperatur sehr gut beschreiben. Zunächst fährt das Fahrzeug mit einer Geschwindigkeit von 130 km/h, wobei die Kraftstofftemperatur bei konstanten 115 °C liegt. Anschließend folgt eine Phase von etwa zwölf Sekunden, während der der Fahrer den Fuß vom Gaspedal nimmt, so dass das Fahrzeug auf 80 km/h abgebremst wird. Während dieser Zeit ist die Kraftstoffeinspritzung komplett deaktiviert (Schubbetrieb), so dass der Kraftstoff nicht weiter durch den Injektor strömt, sondern dort verweilt. Über die heißere Injektorspitze (vgl. T_1 in Abbildungen 3.4 bis 3.9) wird der Kraftstoff zunächst auf 129 °C aufgeheizt. Anschließend kühlt der Kraftstoff langsam auf 121 °C ab, da nun auch die Injektorspitze aufgrund des Durchpumpens kalter Luft durch den Brennraum abgekühlt wird. Im Anschluss an den Schubbetrieb wird vom Fahrer wieder Motormoment angefordert, um für einige Sekunden eine Geschwindigkeit von etwa 80 km/h zu halten. Die Einspritzung wird nun wieder aktiviert und kühlerer Kraftstoff kann nachströmen, so dass die Kraftstofftemperatur auf 116 °C abfällt. Danach folgt eine sieben Sekunden dauernde Vollastphase, in der das Fahrzeug auf 130 km/h beschleunigt wird. Der Kraftstoffmassenstrom erhöht sich in diesem Moment deutlich, was in einem schlagartigen Abfall der Kraftstofftemperatur auf etwas 100 °C resultiert. Durch die nun heißer werdende Injektorspitze steigt die Kraftstofftemperatur dann allmählich wieder an. Nach Erreichen der Sollgeschwindigkeit von

130 km/h ist ein umgekehrtes Verhalten zu erkennen. Die Motorlast und damit auch der Kraftstoffmassenstrom wird reduziert, während die noch stark aufgeheizte Injektorspitze den Kraftstoff innerhalb einer Sekunde von 108 auf 120 °C nachheizt. Anschließend sinkt die Kraftstofftemperatur wieder ab und erreicht ein stationäres Niveau. Aus diesen Daten wird deutlich, dass sich die Kraftstofftemperatur aufgrund einer Änderung der Motorlast sehr dynamisch verhalten kann, weshalb kurzzeitig durchaus starke Abweichungen im Vergleich zum stationären Motorbetrieb auftreten können.

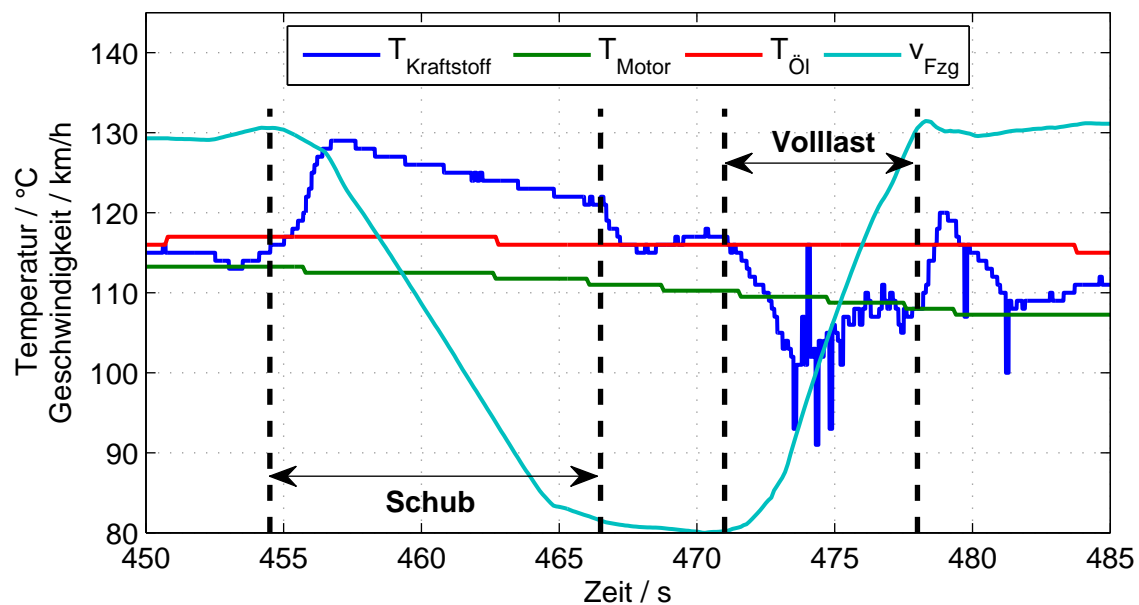


Abbildung 3.15: Temperaturen und Fahrzeuggeschwindigkeit im BAB während eines Wechsels zwischen Schubbetrieb und Volllast

Zusammenfassend kann an dieser Stelle festgehalten werden, dass die Kraftstofftemperaturen am Vollmotor im Fahrzeug grundsätzlich vergleichbar zu denen an einem stationären Einzylindermotor sind. Dennoch muss berücksichtigt werden, dass die Anfangs- und Umgebungsbedingungen sowie die individuelle Temperaturregelung des Motoröl- und Kühlwasserkreislaufs durchaus einen großen Einfluss auf die Kraftstofftemperaturen an der Injektorspitze haben können. Außerdem können sich die Temperaturwerte bei transienten Vorgängen, wie zum Beispiel Motorlastsprüngen, kurzzeitig stark von denen bei Stationärbetrieb unterscheiden.

Kapitel 4

Spraykammeruntersuchungen, Modellierung und Vorstudien zur Simulation

Das Ziel der experimentellen und numerischen Untersuchungen in diesem Kapitel ist eine verbesserte Modellierung für die Simulation von Sprays mit überhitztem Kraftstoff. Zunächst soll hierfür der Einfluss ottomotorischer Randbedingungen auf das Spray eines typischen Mehrlochinjektors für Benzindirekteinspritzung untersucht werden. In einem anschließenden Vergleich mit Spraysimulationen wird ein Zerfallsmodell für überhitzte Tropfen getestet und dessen Eignung für die Simulation von Flash Boiling Sprays bewertet. Durch zusätzliche Spraykammeruntersuchungen an einem generischen Zweilochinjektor soll ein grundlegendes Verständnis für den Einfluss von Flash Boiling auf die Einzelstrahlen des Sprays erarbeitet werden. Basierend darauf wird ein empirisches Modell für den Strahlzerfall von überhitzten Sprays abgeleitet und in die Simulationssoftware AVL FIRE integriert. Zusätzlich zum Strahlzerfall werden auch verschiedene Ansätze für die Modellierung der Verdampfung von überhitzten Tropfen untersucht und bewertet.

4.1 Spraykammeruntersuchungen an einem Serieninjektor

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Spraykammeruntersuchungen eines typischen Mehrlochinjektors für die Benzindirekteinspritzung dargestellt. Hierbei kam ein einfaches Streulichtverfahren zum Einsatz, bei dem das Spray mit Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich beleuchtet wird (integral, kein Lichtschnitt) und die an der Oberfläche der Kraftstofftropfen gestreuten Photonen von einer Kamera aufgezeichnet werden.

Das Ergebnis ist eine zweidimensionale Abbildung des Sprays in der Betrachtungsebene. Ziel war es hierbei zu bewerten, welchen Einfluss die für Flash Boiling direkt oder indirekt relevanten Randbedingungen - insbesondere Kraftstofftemperatur und -druck sowie Temperatur und Druck der Umgebung, in die eingespritzt wird - auf die Spraygeometrie und die Spraypenetration haben.

Ähnliche Untersuchungen sind zum Teil bereits in der Literatur zu finden, unter anderem in [17, 34, 51, 63, 105, 112, 113]. Allerdings sollten die experimentellen Daten zum einen als Basis für eine Bewertung bereits vorhandener Modelle für die Simulation von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen dienen, um daraus möglicherweise benötigte Modellerweiterungen abzuleiten (Abschnitt 4.2). Zum anderen sollten die Ergebnisse ein Ausgangspunkt für grundlegendere Spraykammeruntersuchungen sein, bei denen vor allem der Einfluss von Flash Boiling auf die individuellen Spraystrahlen im Fokus stand (Abschnitt 4.3). Diese Anforderungen konnten nur mithilfe eigener experimenteller Untersuchungen erfüllt werden, da die Kenntnis und Kontrolle aller relevanten Randbedingungen sowie sonstiger technischer Details für das weitere Vorgehen essenziell waren.

4.1.1 Versuchsaufbau und Messdatenerfassung

Die Untersuchungen wurden in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Technische Thermodynamik der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg an einer optisch zugänglichen, stationären Spraykammer (Kammervolumen = 10 Liter) durchgeführt. Der Kammerdruck sowie die Temperatur innerhalb der Kammer konnten über einen weiten Bereich eingestellt werden. Der Injektor wurde auf der Unterseite der Kammer montiert, so dass die Einspritzung Richtung Kammerdecke erfolgte. Die Injektoraufnahme war beheizbar, so dass hierüber die Temperatur des Kraftstoffs innerhalb des Injektors eingestellt werden konnte. Im Rahmen dieser Versuchsreihe wurden die für das Spray relevanten Parameter Kammerdruck, Kammertemperatur, Kraftstoffdruck und Kraftstofftemperatur variiert, siehe Tabelle 4.1.

Größe	Wert	Einheit
Kammerdruck	0.4, 1.0	bar
Kammertemperatur	20, 90, 100	°C
Kraftstoffdruck	50, 100, 200	bar
Kraftstofftemperatur	20, 60, 90, 100	°C

Tabelle 4.1: Randbedingungen der Spraykammeruntersuchungen am Serieninjektor

Der verwendete Injektor war ein Sechslöchinjektor vom Typ Bosch HDEV5.2, welcher bei Motoren mit zentraler Einbaulage verbaut wird. Der mittlere Lochdurchmesser betrug in

diesem Fall etwa $195\text{ }\mu\text{m}$ mit einem Längen- zu Durchmesser Verhältnis der Löcher von etwa 1.5. Abbildung 4.1 zeigt die Spraygeometrie des eingesetzten Injektors. Als Kraftstoff kam Super Benzin (CEC RF-02-08 E5) zum Einsatz. Der Siedeverlauf dieses Kraftstoffs ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

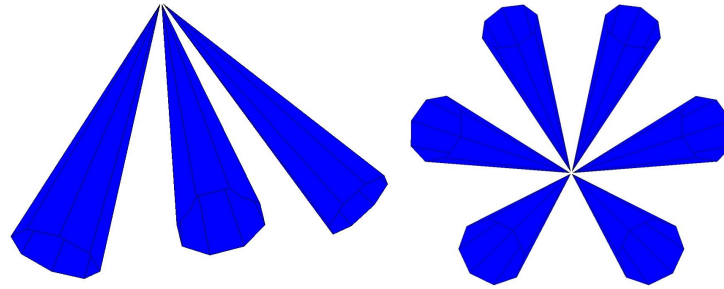


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Spraygeometrie des untersuchten Injektors, Ansicht seitlich und von unten

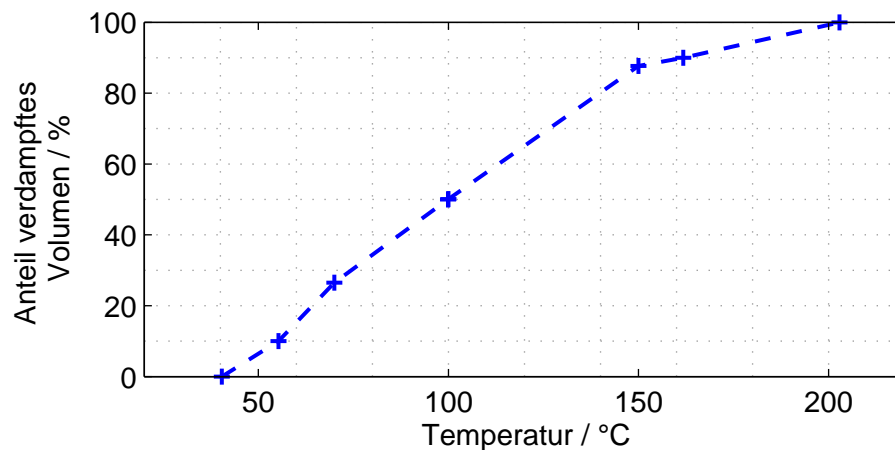


Abbildung 4.2: Siedeverlauf des verwendeten Kraftstoffs CEC RF-02-08 E5 bei $p = 1\text{ bar}$

Die Beleuchtung des Sprays erfolgte mit Hilfe von vier Blitzlampen (Drello Drelloscop 3108), welche seitlich und oberhalb des Injektors verbaut wurden. Für die Bilderfassung wurde eine CCD-Kamera (PCO Sensicam) vor der Kammer positioniert, so dass die Bildachse senkrecht zu Injektorachse und den Blitzlampen ausgerichtet war. Um eine Anreicherung mit Kraftstoff zu vermeiden, erfolgte eine konstante Spülung der Kammer mit Stickstoff. Pro Einspritzung lag die Einspritzdauer bei jeweils 1.5 ms mit einer Wiederholrate von 1 Hz . Es wurden jeweils 32 Aufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten nach sichtbarem Einspritzbeginn (nSEB) getätigt, um einen mittleren zeitlichen Verlauf der Spraypenetration bestimmen zu können. In diesem Fall wurde die Spraypenetration als

der auf die Bildebene projizierte Abstand zwischen der Injektorspitze und der am weitesten davon entfernten Strahlspitze definiert. Die Detektion des Sprays erfolgte mithilfe eines automatischen Auswertalgorithmus, der auf Basis eines Schwellwertes für die Signalintensität die Grenze zwischen Strahl und Umgebung detektiert. Die Belichtungsdauer der Kamera betrug hierbei $1.4 \mu\text{s}$ und die optische Skala der Bilder 10 Pixel pro Millimeter. Weitere Details zur eingesetzten Messtechnik sowie zum Versuchsaufbau können aus [40] sowie [98] entnommen werden.

4.1.2 Analyse und Diskussion der Ergebnisse

Abbildung 4.3 zeigt den Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die mittlere Spraypenetration über der Zeit nach sichtbarem Einspritzbeginn bei einem Kammerdruck von $p_{\text{Kammer}} = 1 \text{ bar}$ und einer Gastemperatur von $T_{\text{Kammer}} = 100 \text{ °C}$. Es ist zu erkennen, dass der zeitliche Verlauf der Penetration für Kraftstofftemperaturen von $T_{\text{Kraftstoff}} = 20$ und 60 °C praktisch identisch ist. Ein Einfluss von Flash Boiling ist in diesem Fall nicht erkennbar und auch nicht zu erwarten, da kein bzw. nur ein geringer Anteil der verschiedenen Kraftstoffkomponenten überhitzt ist (siehe Abbildung 4.2). Erst eine Erhöhung auf $T_{\text{Kraftstoff}} = 90 \text{ °C}$ hat eine leichte Reduktion der Spraypenetration zur Folge, da in diesem Fall der Anteil der überhitzten Komponenten bereits bei über 40 % liegt.

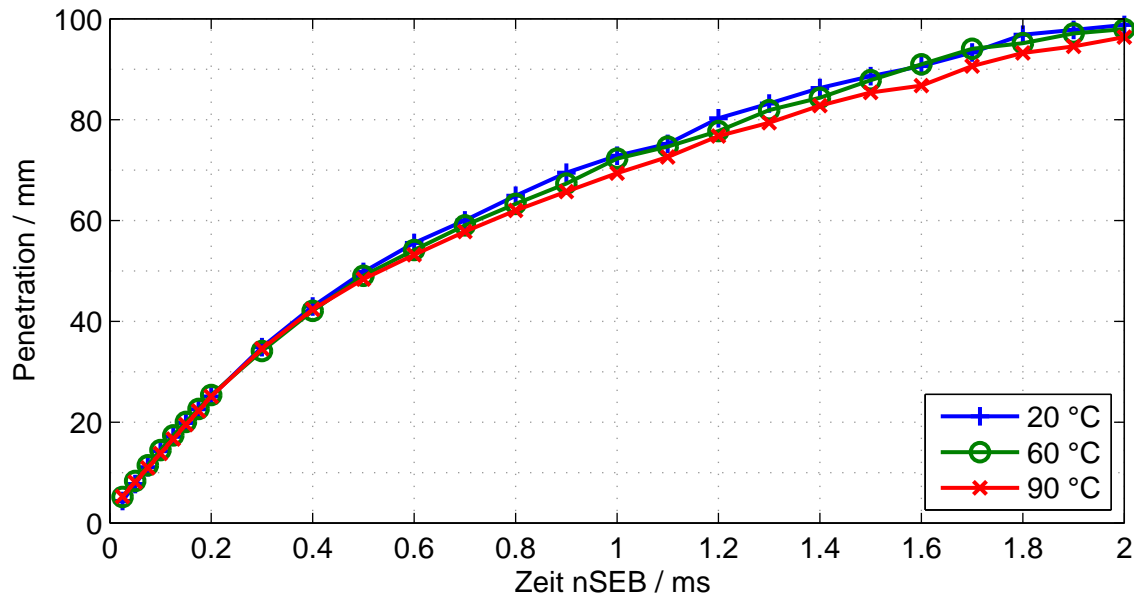


Abbildung 4.3: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die Spraypenetration,
 $p_{\text{Rail}} = 200 \text{ bar}$, $p_{\text{Kammer}} = 1 \text{ bar}$, $T_{\text{Kammer}} = 100 \text{ °C}$

Ergänzend zu den zeitlichen Verläufen der Penetration sind in Abbildung 4.4 zusätzlich aus 32 Einzelbildern gemittelte Spraybilder zum Zeitpunkt $t = 1.5$ ms nach sichtbarem Einspritzbeginn (nSEB) dargestellt. Die bereits zuvor erwähnte leichte Reduktion der Spraypenetration im Fall von $T_{Kraftstoff} = 90$ °C ist auch hier zu erkennen. Ein wesentlicher Einfluss auf die Spraygeometrie, insbesondere eine Abweichung der einzelnen Strahlen vom ursprünglichen Spraylayout, kann bei diesen Randbedingungen jedoch nicht beobachtet werden.

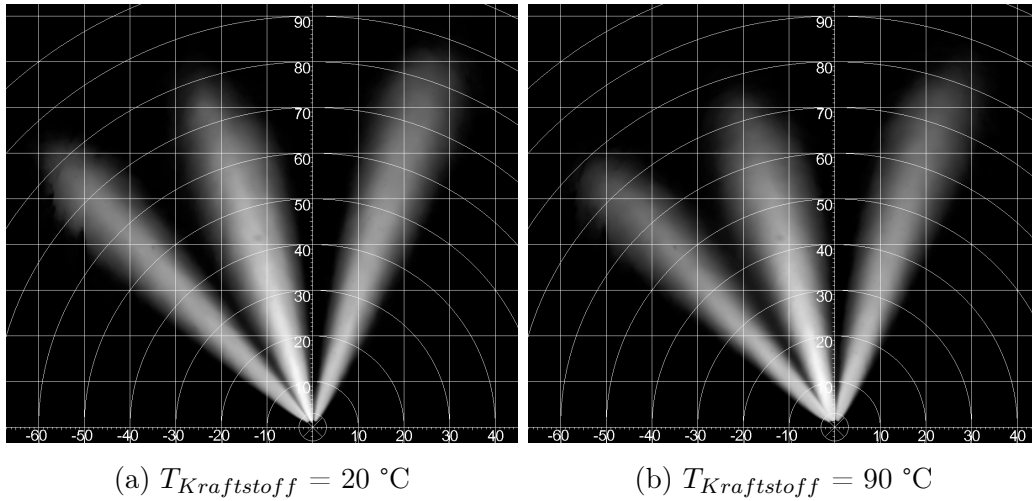


Abbildung 4.4: $p_{Kammer} = 1$ bar, $T_{Kammer} = 100$ °C, $p_{Rail} = 200$ bar, $t_{nSEB} = 1.5$ ms

In einem nächsten Schritt wurde der Gegendruck in der Kammer auf $p_{Kammer} = 0.4$ bar abgesenkt. Dieser Druck ist repräsentativ für den Brennraumdruck während der Einspritzung, wenn ein üblicher Ottomotor in der unteren bis mittleren Teillast betrieben wird. Aufgrund der geringen Gasdichte werden die Tropfen weniger stark abgebremst, weshalb sich in den Fällen ohne bzw. mit geringer Überhitzung ($T_{Kraftstoff} = 20$ bzw. 60 °C) im Vergleich zu $p_{Kammer} = 1$ bar ein steilerer Verlauf der Penetrationskurven ergibt. Ähnliche Kraftstofftemperaturen wie in den Beispielen zuvor resultieren in diesem Fall aufgrund des geringeren Gegendrucks in einer stärkeren Überhitzung des Kraftstoffs. Wie in Abbildung 4.5 zu erkennen ist, hat die Kraftstofftemperatur nun einen starken Einfluss auf die Spraypenetration. Bereits bei einer Erhöhung der Kraftstofftemperatur von 20 auf 60 °C ist eine Reduktion der Spraypenetration zu erkennen. Eine Steigerung auf 90 bzw. 100 °C resultiert in einer weiteren Abnahme der Penetration. Insgesamt liegt die Ursache für die abnehmende Spraypenetration vor allem in dem bei zunehmender Überhitzung verstärkten Strahlzerfall. Aufgrund der kleineren Tropfen wird die spezifische Oberfläche des Sprays vergrößert, was zu einem verstärkten Impulsaustausch mit der Gasphase (= Abbremsung der Tropfen) führt. Auch beim Betrachten der entsprechenden gemittelten Spraybilder ist

nun ein klarer Einfluss der Kraftstofftemperatur sowohl auf die Spraypenetration als auch die Spraygeometrie zu beobachten (siehe Abbildung 4.6).

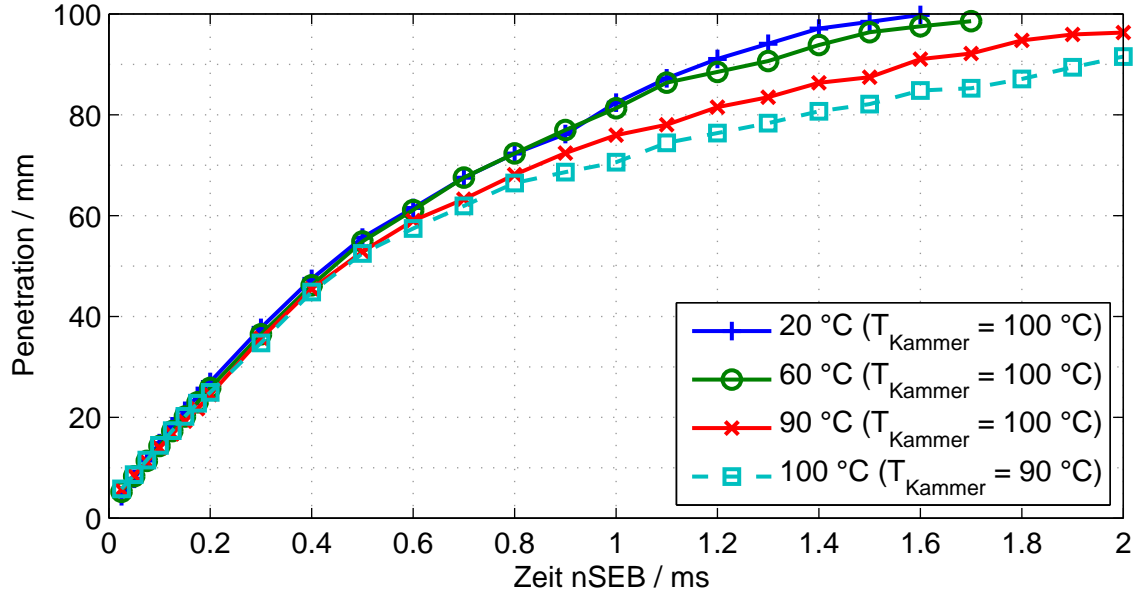


Abbildung 4.5: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die Spraypenetration, $p_{Rail} = 200$ bar, $p_{Kammer} = 0.4$ bar, $T_{Kammer} = 90^\circ\text{C}$ bzw. 100°C

Bei Erhöhung der Kraftstofftemperatur von 20 auf 60 °C ist zunächst nur eine leichte Reduktion der Spraypenetration zu erkennen. Auch hier liegt die Ursache in dem verstärkten Strahlzerfall und der sich dadurch ergebenden kleineren mittleren Tropfengröße. Eine weitere Steigerung auf 90 °C führt neben der Abnahme der Penetration dazu, dass sich die einzelnen Strahlen stark aufeinander zu bewegen und sich teilweise überlappen. Bis zu einer Entfernung von 30 mm von der Injektorspitze nimmt das Spray eine leichte Glockenform an und die einzelnen Strahlen sind bis zu einer Entfernung von etwa 60 mm visuell kaum voneinander zu trennen. Bei der höchsten untersuchten Kraftstofftemperatur von $T_{Kraftstoff} = 100^\circ\text{C}$ sind die einzelnen Strahlen nun fast vollständig zu einem Hauptstrahl kollabiert. Das Spray weist bis zu einer Entfernung von mehr als 40 mm eine ausgeprägte Glockenform auf. Diese Krümmung der einzelnen Strahlen deutet darauf hin, dass auf die Tropfen in diesem Bereich eine Kraft von außen in Richtung Sprayzentrum wirkt, was wiederum den Schluss zulässt, dass der Druck im Sprayzentrum deutlich geringer sein muss als außerhalb des Sprays.

Neben dem Einfluss der Kraftstofftemperatur wurde auch der Einfluss des Raildrucks auf das Spray bei Flash-Boiling-Bedingungen untersucht. Ausgehend von den Randbedingungen $p_{Kammer} = 0.4$ bar, $T_{Kraftstoff} = 90^\circ\text{C}$, $T_{Kammer} = 100^\circ\text{C}$ und $p_{Rail} = 200$ bar (siehe Abbildung 4.6c) wurden zusätzlich Untersuchungen bei Raildrücken von 100 und 50 bar

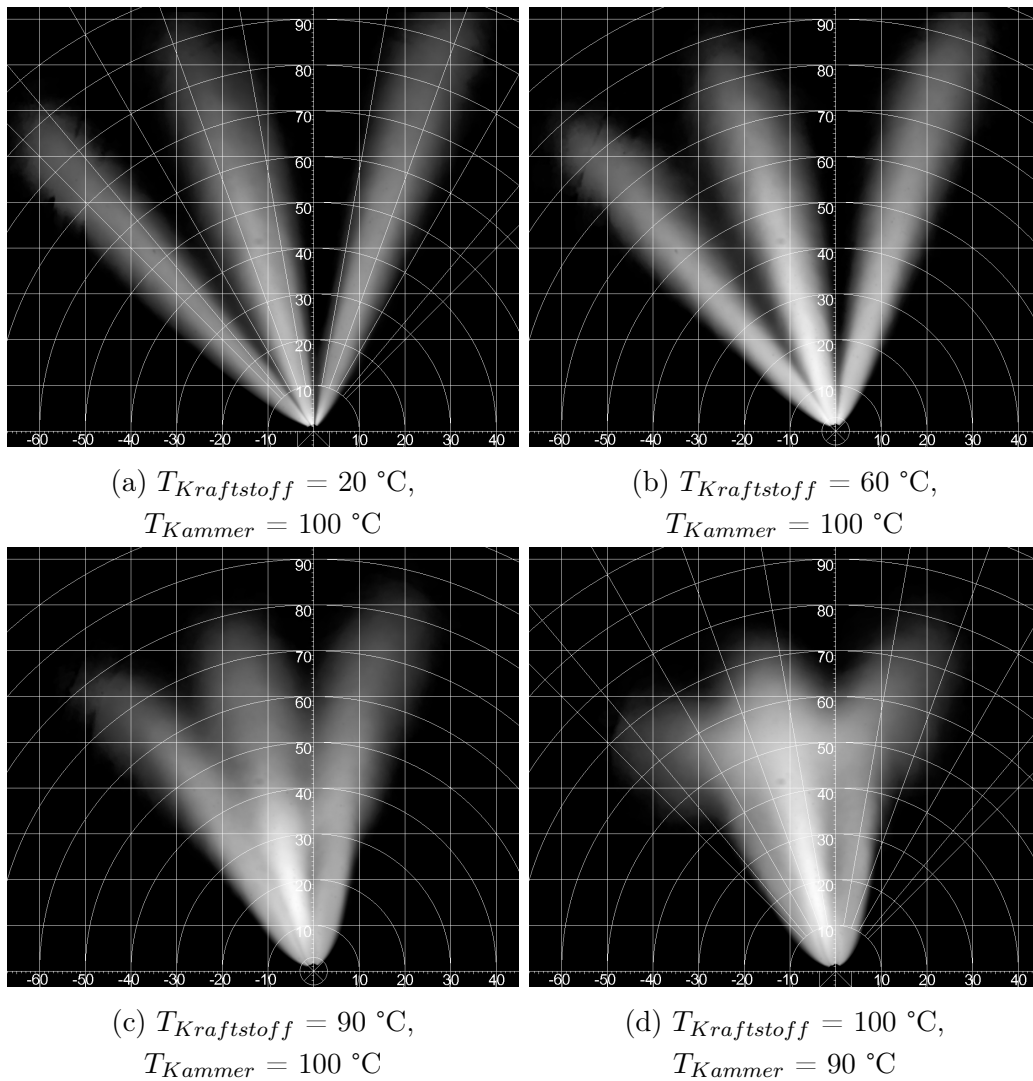


Abbildung 4.6: $p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 100\text{ bzw. }90\text{ °C}$, $p_{Rail} = 200\text{ bar}$,
 $t_{nSEB} = 1.5\text{ ms}$

durchgeführt. Die dazugehörigen gemittelten Spraybilder sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Offensichtlich hat der Raildruck einen enormen Einfluss auf das Verhalten des Sprays bei Flash-Boiling-Bedingungen, da die einzelnen Strahlen mit abnehmendem Raildruck zunehmend stärker kollabieren, obwohl die Überhitzung des Kraftstoffs in allen drei Fällen (Abbildungen 4.6c, 4.7a und 4.7b) identisch ist. Die Reduktion des Raildrucks führt im wesentlichen zu einer Verringerung der Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffs aus dem Injektor und damit zu einer Abnahme des Sprayimpulses. Gleichzeitig ist zu erkennen, dass der relative Längenanteil des glockenförmigen Sprayteils bei einer Verringerung des Raildrucks zunimmt. Hieraus lässt sich schließen, dass sich die zuvor bereits erwähnte Unterdruckregion im Zentrum des Sprays ebenfalls über eine größere Distanz erstreckt.

Offensichtlich hat also der Sprayimpuls im Zusammenhang mit der Unterdruckregion im Zentrum des Sprays einen großen Einfluss auf das Kollapsverhalten des Sprays.

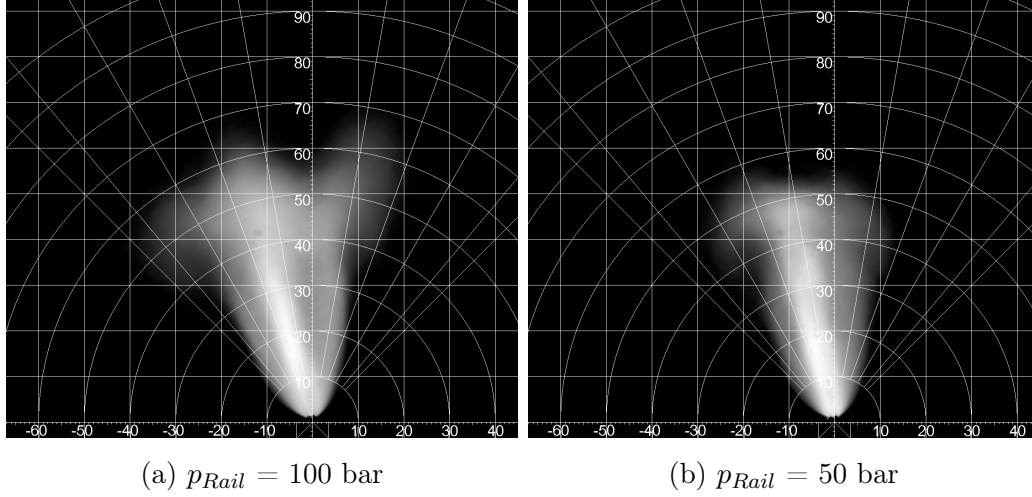


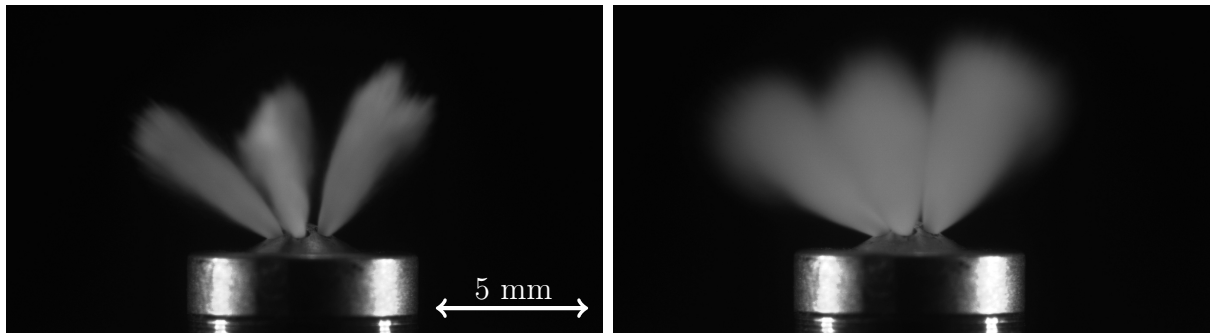
Abbildung 4.7: $p_{Kammer} = 0.4$ bar, $T_{Kammer} = 90$ °C, $T_{Kraftstoff} = 90$ °C, $t_{nSEB} = 1.5$ ms

4.1.2.1 Untersuchung des Injektornahfelds

Um ein besseres Verständnis von den zuvor gemachten Beobachtungen zu erlangen, wurde das Spray in einem weiteren Schritt mit Fokus auf das Injektornahfeld untersucht. Der grundsätzliche Messaufbau musste hierfür nicht modifiziert werden. Die verwendete Kamera wurde lediglich mit einem Makro-Objektiv ausgerüstet. Dadurch konnte die Kamera näher an dem Spray platziert werden, womit das Injektornahfeld mit einer höheren Auflösung (circa 70 Pixel/mm) abgebildet werden konnte.

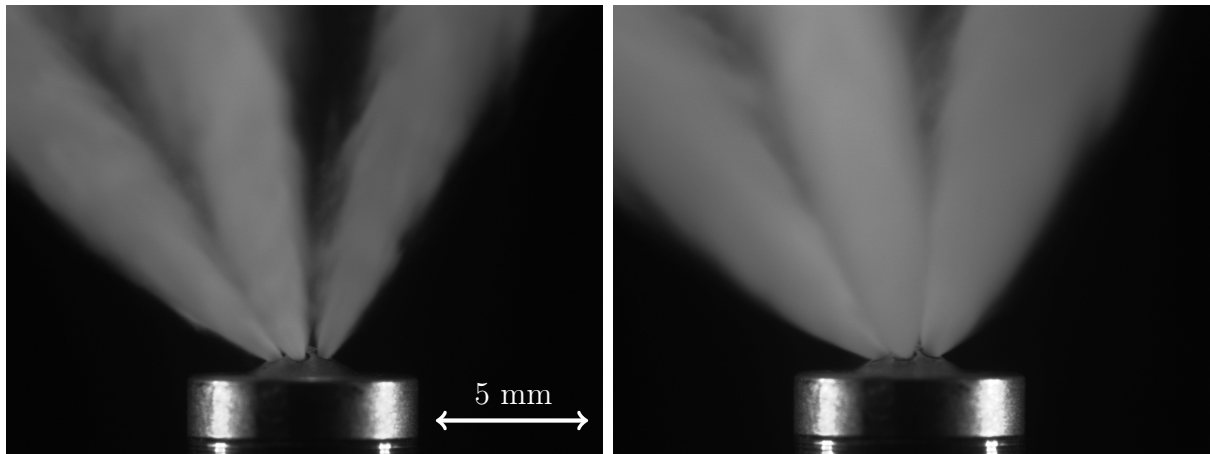
Mit dieser Methode wurde das Spray an zwei unterschiedlichen Betriebspunkten (Kraftstoff nicht überhitzt und Kraftstoff überhitzt) untersucht. Um die Details der Spraystruktur besser erkennen zu können, werden in diesem Fall repräsentative Einzelbildaufnahmen miteinander verglichen. In Abbildung 4.8 ist das Spray zum Zeitpunkt kurz nach Einspritzbeginn dargestellt. In diesem qualitativen Vergleich ist ein deutlicher Unterschied im Öffnungswinkel der einzelnen Strahlen erkennbar. Im überhitzten Zustand sind die einzelnen Strahlen bereits kurz nach dem Verlassen der Spritzlöcher merklich breiter. Dies lässt den Schluss zu, dass Dampfblasen bereits im Inneren des Spritzloches wachsen und am Austritt schlagartig expandieren, was zu der beobachteten Auffächerung des Strahls führt. Abbildung 4.9 zeigt das Spray bei identischen Randbedingungen in einem quasi-stationären Zustand bei $t_{nSEB} = 1.5$ ms. Auch hier kann der größere Strahlöffnungswinkel im überhitzten Fall und die damit verbundene Zunahme der Strahlbreite beobachtet werden. Daraus

wird deutlich, dass das Phänomen der Blasenbildung im Spritzloch und der Dampfexpansion am Spritzlochaustritt nicht vorrangig durch den Öffnungsvorgang des Injektors verursacht wird, bei dem der Kraftstoff im Injektor erst aus dem Ruhezustand beschleunigt wird. Vielmehr handelt es sich auch bei dem Blasenentstehungs- und Blasenwachstumsprozess innerhalb des Injektors offensichtlich um einen quasi-stationären Vorgang. Dieser scheint in der Folge dazu führen zu können, dass die einzelnen Strahlen stärker miteinander interagieren und sich teilweise überlappen, wie in den Abbildung 4.6 und 4.7 zu erkennen ist.



(a) $T_{Kraftstoff} = 20\text{ °C}$, $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$ (b) $T_{Kraftstoff} = 90\text{ °C}$, $p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$

Abbildung 4.8: Nahfeldaufnahmen des Sprays bei $t_{nSEB} = 50\text{ }\mu\text{s}$,
 $p_{Rail} = 200\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 20\text{ °C}$



(a) $T_{Kraftstoff} = 20\text{ °C}$, $p_{Kammer} = 1\text{ bar}$ (b) $T_{Kraftstoff} = 90\text{ °C}$, $p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$

Abbildung 4.9: Nahfeldaufnahmen des Sprays bei $t_{nSEB} = 1.5\text{ ms}$,
 $p_{Rail} = 200\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 20\text{ °C}$

4.1.3 Fazit der Spraykammeruntersuchungen am Serieninjektor

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im betrachteten Fall sowohl die Spraypenetration als auch die Spraygeometrie mit zunehmender Überhitzung maßgeblich durch Flash Boiling beeinflusst werden. Außerdem ist der Raildruck bei überhitztem Kraftstoff ebenfalls ein entscheidender Parameter. Die Untersuchungen des Injektornahfelds lassen den Schluss zu, dass die beobachteten Phänomene bereits durch am Spritzlochaustritt auftretende Effekte verursacht werden. Diese Erkenntnisse sind zum einen Motivation für grundlegende Spraykammeruntersuchungen an einem generischen Zweilochinjektor (Abschnitt 4.3). Zum anderen wird basierend auf den Ergebnissen dieses Abschnitts eine numerische Studie durchgeführt, bei der geeignete Ansätze für die Modellierung von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen mittels 3D-CFD-Simulation untersucht werden sollen (Abschnitt 4.2).

4.2 Vorstudie zur Spraysimulation

Für die Simulation von Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen existiert eine begrenzte Anzahl von Zerfallsmodellen, welche im Wesentlichen die durch Flash Boiling verursachte Reduktion der mittleren Tropfengröße modellieren [14, 38, 39, 89, 111]. In diesem Abschnitt soll daher zunächst ein funktional ähnlicher Ansatz angewendet und bewertet werden, welcher bereits in der in dieser Arbeit primär verwendeten CFD-Simulationssoftware AVL FIRE implementiert ist. Auf Basis der experimentellen Ergebnisse aus Abschnitt 4.1 wird hierzu untersucht, in welchem Maße dieser Modellansatz das Spray unter Flash-Boiling-Bedingungen abbilden kann und inwiefern ergänzende Ansätze zu einer erhöhten Qualität der Simulationsergebnisse beitragen können.

4.2.1 Spraysimulation ohne überhitzten Kraftstoff

Vor der Simulation des überhitzten Sprays wurde zunächst ein Referenzfall ohne Überhitzung definiert. Simuliert wurde das Spray des in Abschnitt 4.1 untersuchten Mehrlochinjektors (siehe Abbildung 4.1). Das verwendete Rechengitter war einer stationären Spraykammer nachempfunden. Es handelte sich um ein zylinderförmiges Gitter mit einem Durchmesser von 150 mm und einer Höhe von 100 mm. Die Anzahl der Gitterpunkte lag bei 414440. Die Zellgröße variierte über das gesamte Volumen, um eine bessere Auflösung der Gasphase im Bereich der Sprayinitialisierung zu ermöglichen, siehe Abbildung 4.10. Im betrachteten Fall lag der Kammerdruck bei $p_{Kammer} = 1$ bar, die Kraftstofftemperatur bei $T_{Kraftstoff} = 20$ °C, der Raildruck bei $p_{Rail} = 200$ bar und die Temperatur der Gasphase in der Kammer bei $T_{Kammer} = 20$ °C. Anstatt des in den Messungen eingesetzten Super Benzins wurde in der Simulation n-Heptan als Ersatzkraftstoff verwendet, was bei den

vorliegenden Randbedingungen aber keinen wesentlichen Einfluss auf das Sprayverhalten hat [99]. Die aufwendigere Modellierung eines mehrkomponentigen Kraftstoffs war für die aktuellen Untersuchungen daher nicht notwendig.

Der vorgegebene Sprayöffnungswinkel betrug 28° , der mittlere Sauterdurchmesser der initialisierten Tropfen lag bei $SMD = 9 \mu\text{m}$ basierend auf einer χ^2 -Verteilung, die in Abbildung 4.11 dargestellt ist.

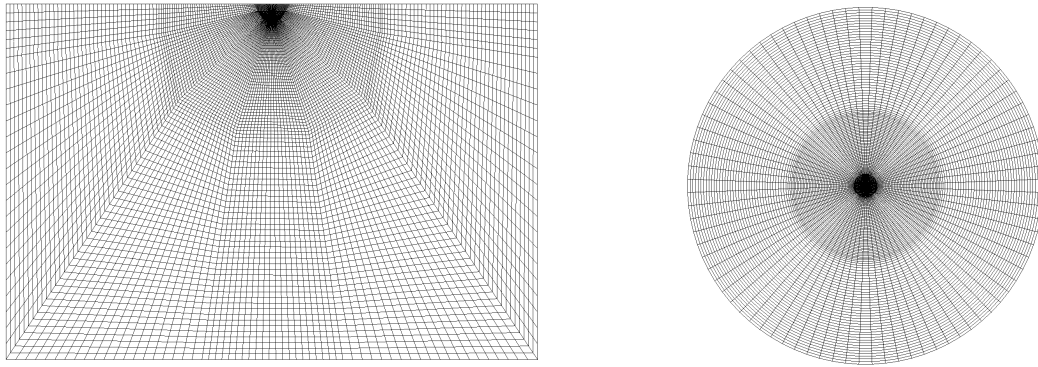


Abbildung 4.10: Eingesetztes Rechengitter;
links: Schnitt in der Symmetrieebene, rechts: Ansicht von oben

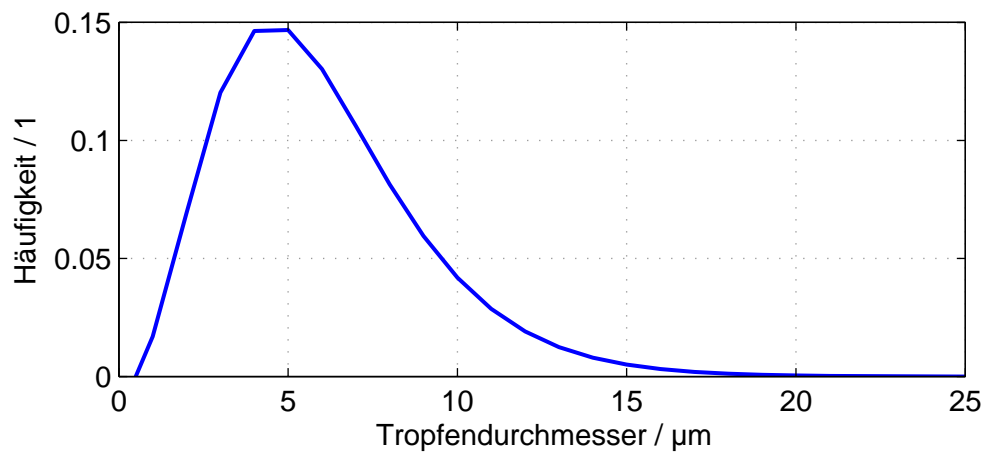


Abbildung 4.11: Initiale Tropfengrößenverteilung des nicht überhitzten Sprays
 χ^2 -Verteilung, mittlerer Sauterdurchmesser: $SMD = 9 \mu\text{m}$

Eine Gegenüberstellung von Simulation und Messergebnis zum Zeitpunkt $t_{nSEB} = 1.0 \text{ ms}$ ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Links dargestellt sind die Tropfenpakete (Parcels), die allesamt auf eine konstante, tropfendurchmesserunabhängige Größe skaliert wurden. Die rechte Seite zeigt ein Mittelwertbild aus 32 Mie-Streulicht-Einzelaufnahmen. Grundsätzlich

zeigt sich hierbei eine sehr gute Übereinstimmung, insbesondere im Hinblick auf die Spray- bzw. Strahlform und die Penetration.

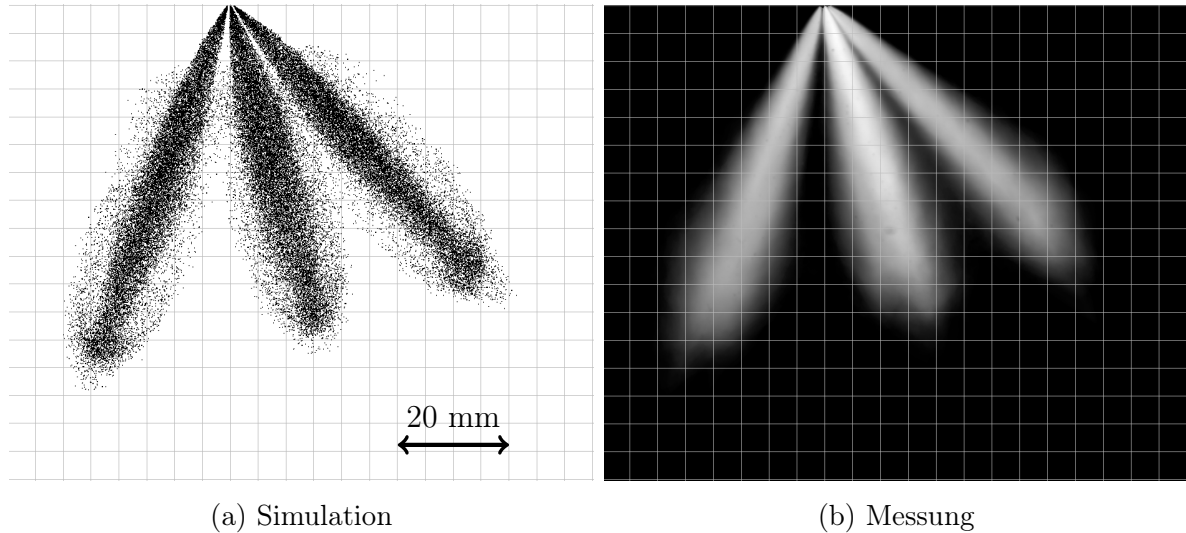


Abbildung 4.12: Gegenüberstellung von Simulation und Messung

$p_{Kammer} = 1 \text{ bar}$, $T_{Kraftstoff} = 20 \text{ °C}$, $T_{Kammer} = 20 \text{ °C}$, $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 1.0 \text{ ms}$

4.2.2 Spraysimulation mit überhitztem Kraftstoff

Basierend auf der Simulation des Referenzfalls ohne Überhitzung sollte in einem nächsten Schritt eine Spraysimulation mit überhitztem Kraftstoff durchgeführt und mit den experimentellen Daten aus Abschnitt 4.1 verglichen werden. Hierzu wurden in der Simulation zwei zusätzliche Spraymodelle aktiviert, welche die Überhitzung des Kraftstoffs berücksichtigen, wie im Folgenden kurz erläutert werden soll.

Wie in Abschnitt 2.4.5 bereits erwähnt, ist das in den Fällen ohne Überhitzung eingesetzte Tropfenverdunstungsmodell von Abramzon et al. [1, 2] nicht für die Behandlung von Tropfen geeignet, deren Temperatur oberhalb der Siedetemperatur liegt. Aus diesem Grund wurde in diesem Fall das Modell von Zuo et al. [114] ergänzend eingesetzt, welches die Verdampfung von überhitzten Tropfen berücksichtigt. Eine genauere Untersuchung dieses Modells sowie eine Gegenüberstellung mit dem Modell von Ra et al. [71, 72] erfolgt separat in Abschnitt 4.6.

Zusätzlich zur Verdampfung überhitzter Tropfen wurde im vorliegenden Fall auch der durch Flash Boiling verstärkte Tropfenzerfall modelliert. Hierzu wird ähnlich zum Modell von Senda et al. [89] angenommen, dass durch die Überhitzung Keimstellen in einem Tropfen aktiviert werden. Während die Keimstellendichte im Modell von Senda et al. abhängig

von der Überhitzung ist, wird diese im vorliegenden Fall zunächst als überhitzungsgradunabhängiger Modellparameter betrachtet, welcher vom Benutzer direkt manipuliert werden kann. An den aktiven Keimstellen bilden sich im Folgenden Blasen. Die Blasenwachstumsgeschwindigkeit ist hierbei abhängig vom Überhitzungsgrad und wird nach dem Ansatz von Mikic et al. [50] (siehe Abschnitt 2.4.2) modelliert. Das Blasenwachstum setzt sich nun so lange fort, bis eine kritische Dampfvolumenfraktion innerhalb des Tropfens erreicht wird und der Tropfen zerfällt. Die Modellvorstellung ist hierbei, dass der Tropfen zerfällt, wenn sich die Blasenoberflächen „berühren“. Mit der Annahme einer kubisch raumzentrierten Kugelpackung der Blasen im Tropfen ergibt sich damit zum Zeitpunkt des Tropfenzerfalls ein maximaler Dampfvolumenanteil von $\varphi_{v,max} = 0.68$. Der Dampfvolumenanteil φ_v wird mittels folgender Gleichung berechnet:

$$\varphi_v = \frac{\frac{4}{3} \pi N_K r_B^3}{1 + \frac{4}{3} \pi N_K r_B^3} \quad (4.1)$$

Hierbei ist N_K die Keimstellendichte und r_B der Blasenradius.

Es wird weiterhin angenommen, dass der Durchmesser der entstehenden Sekundärtropfen identisch ist mit dem der Blasen zum Zeitpunkt des Zerfalls. Abbildung 4.13 zeigt schematisch die Modellierung des durch Flash Boiling verstärkten Tropfenzerfalls.

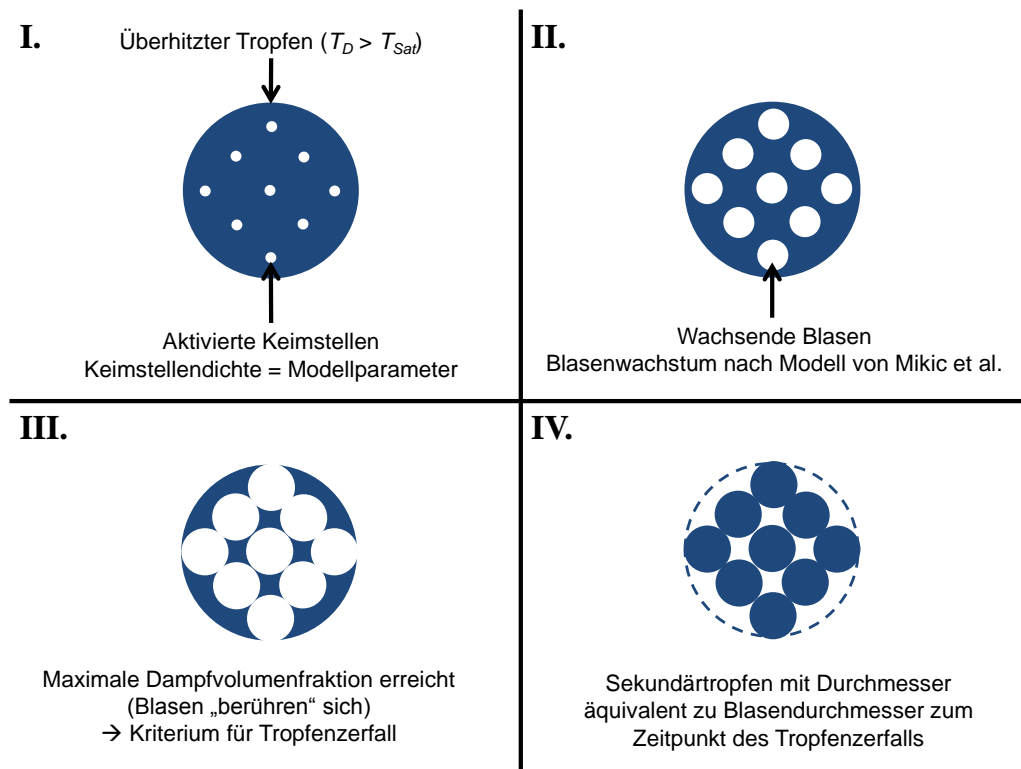


Abbildung 4.13: Modellierung des Flash Boiling bedingten Tropfenzerfalls

Bei dem beschriebenen Ansatz für den Tropfenzerfall ist es wichtig hervorzuheben, dass nur die Tropfen tatsächlich zerfallen, deren ursprüngliche Durchmesser größer sind als die der Sekundärtropfen. Das folgt aus der Tatsache, dass der Durchmesser der Sekundärtropfen im direkten Zusammenhang mit der Keimstellendichte steht. Die Ursache hierfür ist, dass der Durchmesser der Sekundärtropfen identisch mit dem Blasendurchmesser zum Zeitpunkt des Zerfalls sein soll. Durch das konstante Zerfallskriterium $\varphi_{v,max} = 0.68$ ist die Blasengröße zum Zeitpunkt des Zerfalls wiederum direkt und ausschließlich abhängig von der Keimstellendichte (\propto Anzahl der wachsenden Blasen im Tropfen). Dies wird aus der Umformulierung der Gleichung für den Dampfanteil im Tropfen (Gleichung 4.1) deutlich:

$$r_{D, Sek} \stackrel{!}{=} r_B = \sqrt[3]{\frac{3 \varphi_{v,max}}{4\pi N_K (1 - \varphi_{v,max})}} \quad (4.2)$$

Hierbei ist $r_{D, Sek}$ der Radius der Sekundärtropfen. Ein $r_{D, Sek}$ größer als der Radius des ursprünglichen Tropfens ist dabei gleichbedeutend mit einer zu geringen Keimstellendichte. Daher erfolgt in diesem Fall kein weiterer Tropfenzerfall. Die Keimstellendichte ist experimentell nur äußerst schwierig zu bestimmen und hängt in der Realität unter anderem von dem verwendeten Kraftstoff, der Menge des darin gelösten Gases sowie vorhandener Partikel ab. Aus Gleichung 4.2 wird auch ersichtlich, dass die Größe der Sekundärtropfen unabhängig von dem Durchmesser des ursprünglichen Tropfens ist. Abbildung 4.14 zeigt den Zusammenhang zwischen der Keimstellendichte und dem Durchmesser der nach dem Zerfall entstehenden Sekundärtropfen.

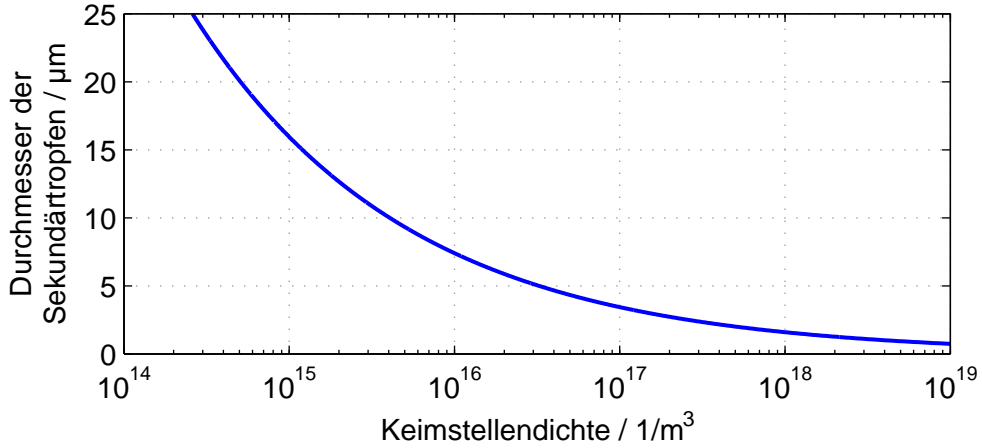


Abbildung 4.14: Zusammenhang zwischen der Keimstellendichte und dem Durchmesser der Sekundärtropfen

Mithilfe der erweiterten Verdampfungs- und Zerfallsmodellierung wurden nun Spraysimulationen mit überhitztem Kraftstoff durchgeführt und mit den experimentellen Da-

ten aus Abschnitt 4.1 verglichen. Basierend auf dem Setup und den Randbedingungen des Referenzfalls ohne Überhitzung wurde zum einen die Kraftstofftemperatur auf $T_{Kraftstoff} = 90 \text{ °C}$ erhöht und zum anderen der Kammerdruck auf $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$ gesenkt. Da die für das Tropfenzerfallsmodell relevante Keimstellendichte nicht bekannt war, wurden zunächst vier Fälle mit unterschiedlichen Keimstellendichten simuliert. Die Werte wurden so gewählt, dass dadurch Sekundärtropfen mit Durchmessern im Bereich von 1.5 bis 6 μm entstanden. Die Ergebnisse der Simulation zum Zeitpunkt $t_{nSEB} = 1.0 \text{ ms}$ sind in Abbildung 4.15 dargestellt.

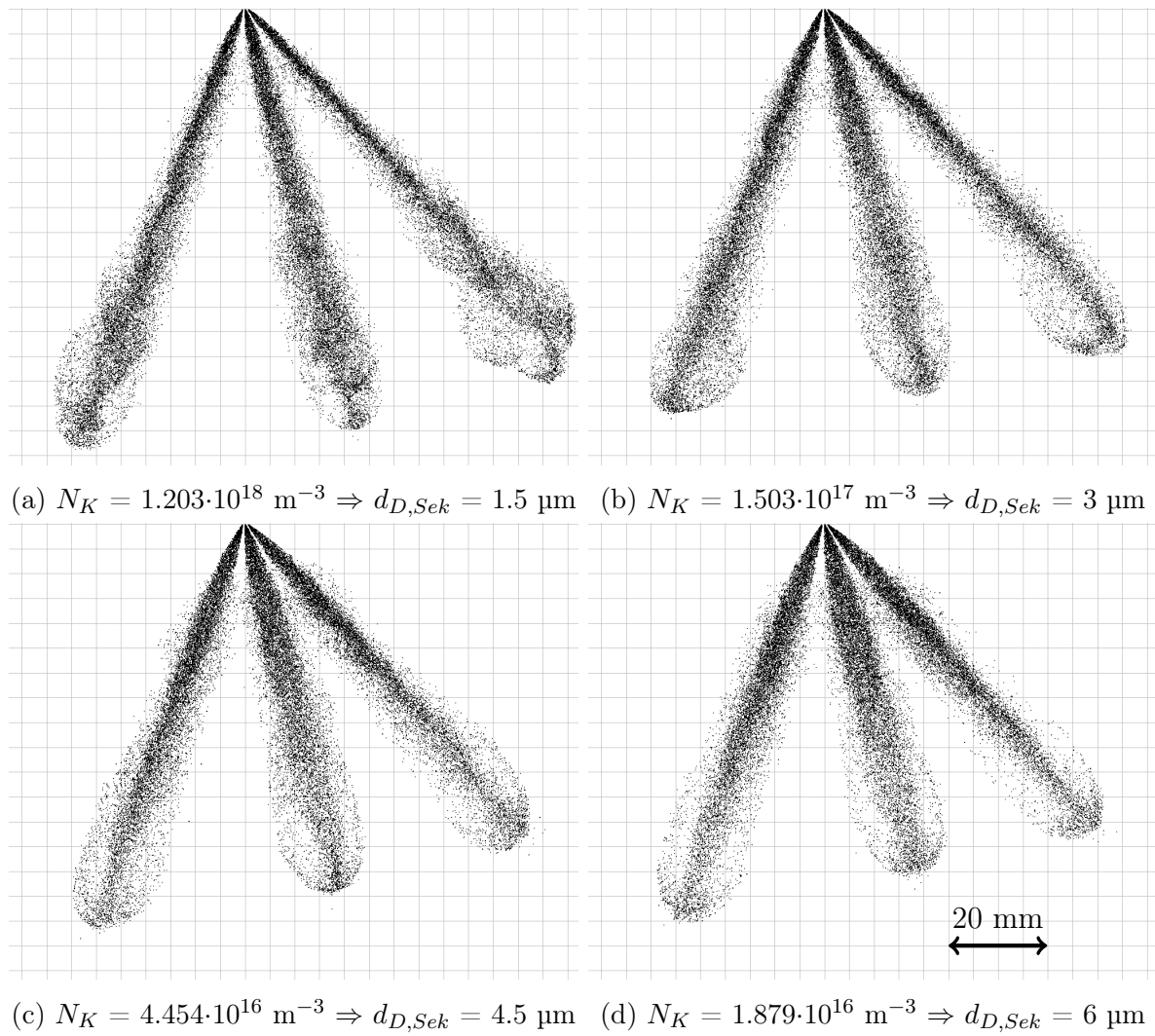


Abbildung 4.15: Einfluss der Keimstellendichte auf das Spray

$p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $T_{Kraftstoff} = 90 \text{ °C}$, $T_{Kammer} = 20 \text{ °C}$, $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 1.0 \text{ ms}$

Um die dargestellten Ergebnisse besser einordnen zu können, sei an dieser Stelle erwähnt, dass der Flash Boiling bedingte Tropfenzerfall praktisch direkt nach der Tropfeninitiali-

sierung eintritt. Der Grund dafür ist, dass das auf dem Modell von Mikic et al. basierende Blasenwachstum in den betrachteten Fällen sehr schnell abläuft, so dass das Zerfallskriterium $\varphi_v = 0.68$ bereits einen Zeitschritt nach der Tropfeninitialisierung erfüllt ist.

Anhand der Spraybilder wird deutlich, dass die Variation der Keimstellendichte das Spray in zweierlei Hinsicht beeinflusst. Die einzelnen Strahlen werden mit steigender Keimstellendichte deutlich schmaler. Die Ursache hierfür ist, dass bei konstantem initialen Strahlöffnungswinkel kleinere Tropfen der durch den Strahl induzierten Strömung in Richtung der Strahlachse (dem sogenannten Entrainment) aufgrund ihrer geringeren Trägheit stärker folgen als größere Tropfen. Durch die Abnahme des mittleren Tropfendurchmessers ist der Impulsaustausch mit der Gasphase erhöht, wodurch die Tropfen stärker abgebremst werden müssten. Aufgrund der Verkleinerung des Strahlquerschnitts wird jedoch gleichzeitig der Impulsaustausch der Tropfen mit der Gasphase reduziert, weshalb in Summe sogar ein leichter Anstieg der Penetration in den Spraybildern beobachtet werden kann.

Eine, wie in den experimentellen Untersuchungen beobachtete, einsetzende Spraykontraktion ist hier nicht zu erkennen. Dies legt nahe, dass die Tropfengrößenreduktion nicht der einzige durch Flash Boiling verursachte Effekt ist, welcher in der Simulation abgebildet werden muss. Zu einem ähnlichen Schluss kommt auch Rakowski [74], der die Gültigkeit eines Zerfallsmodells auf geringe Überhitzungsgrade einschränkt, bei denen das interne Flash Boiling keine Rolle spielt.

In den experimentellen Untersuchungen des Injektornahfelds in Abschnitt 4.1.2.1 wurde deutlich, dass es bei überhitztem Kraftstoff zu einer Vergrößerung des Strahlöffnungswinkels direkt am Lochaustritt kommt und die einzelnen Strahlen des Sprays breiter werden. Gleichzeitig ist der initiale Strahlöffnungswinkel (*OCA*) einer der Modellparameter in der Spraysimulation. Der nächste logische Schritt war somit, neben der Keimstellendichte gleichzeitig auch den initialen Strahlöffnungswinkel zu variieren. Hierbei sollte die Fragestellung beantwortet werden, ob die experimentellen Ergebnisse hinsichtlich Spraygeometrie (Spraykontraktion) und Spraypenetration durch eine Anpassung beider Modellparameter reproduziert werden können.

Eine qualitativ gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation wurde hierbei für das Wertepaar $N_K = 9.466 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ($\Rightarrow d_{D, Sek} = 3.5 \text{ } \mu\text{m}$) und $OCA = 40^\circ$ gefunden. Der Vergleich zwischen Simulation und Messung ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Der Einfluss der Überhitzung auf das Sprayverhalten wird nun auch von der Simulation erfasst. Das Spray kontrahiert und die einzelnen Strahlen überlappen sich zum Teil. Die bereits diskutierte Glockenform ist auch in der Simulation zu erkennen, was den Schluss zulässt, dass sich die zuvor erwähnte Unterdruckregion zwischen den Strahlen auch in der Spraysimulation ausbildet.

Die Spraypenetration ist nun im Vergleich zu den Fällen in Abbildung 4.15a bis 4.15d deut-

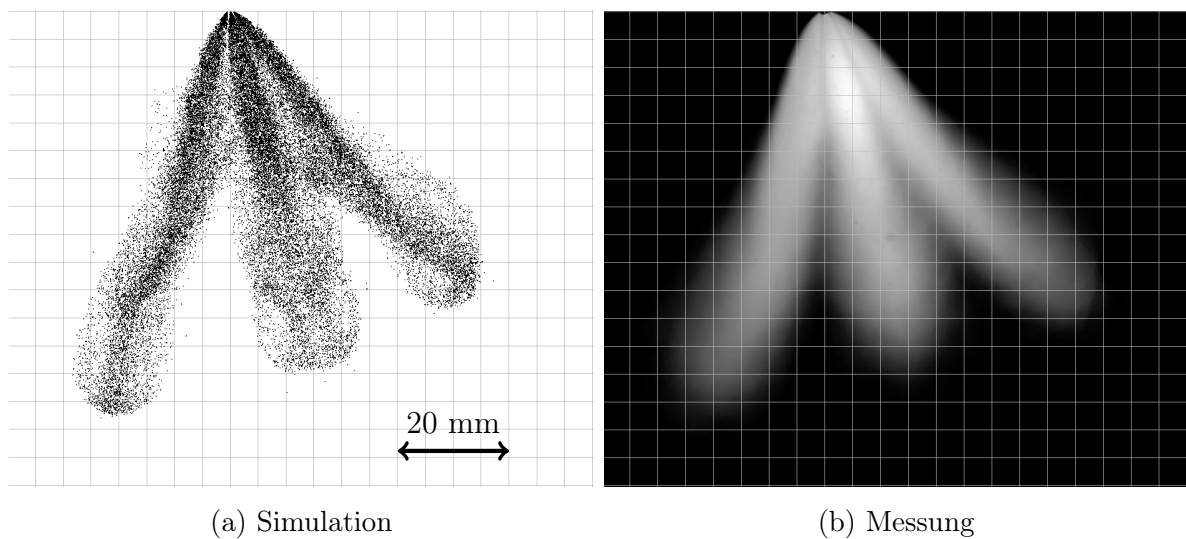


Abbildung 4.16: Gegenüberstellung von Simulation und Messung

Simulationsparameter: $N_K = 9.466 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ($\Rightarrow d_{D,sek} = 3.5 \text{ }\mu\text{m}$), $OCA = 40^\circ$
 $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $T_{Kraftstoff} = 90 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{Kammer} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 1.0 \text{ ms}$

lich reduziert und stimmt sehr gut mit der in der Messung beobachteten Spraypenetration überein.

Zusätzlich zu den Spraybildern wurde in der Simulation auch der mittlere Sauterdurchmesser (SMD) des Sprays und die verdampfte Kraftstoffmasse ausgewertet. In Abbildung 4.17 ist der Vergleich der zeitlichen Verläufe dieser Größen im Fall ohne und mit Überhitzung ($N_K = 9.466 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ und $OCA = 40^\circ$) dargestellt. Ohne Überhitzung liegt der SMD annähernd konstant bei etwas über $8 \text{ }\mu\text{m}$. Der SMD der initialen Tropfengrößenverteilung liegt in der Simulation bei $9 \text{ }\mu\text{m}$. Aufgrund der kalten Umgebung und des kalten Kraftstoffs verdunsten die Tropfen kaum, weshalb sich die mittlere Tropfengröße praktisch nicht ändert. Für den Fall mit überhitztem Kraftstoff ist die Tropfengröße aufgrund des Flash Boiling bedingten Tropfenzerfalls deutlich reduziert und liegt im Schnitt bei etwa $4 \text{ }\mu\text{m}$. Für die Validierung dieses Ergebnisses lagen keine Messdaten vor. Dennoch scheint der hier beobachtete Einfluss von Flash Boiling auf die Tropfengröße durchaus plausibel, da in der Literatur diverse experimentelle Untersuchungen von vergleichbaren Fällen mit ähnlichen Messergebnissen zu finden sind [6, 103, 104].

Die Kraftstoffverdunstung / -verdampfung läuft im Fall mit Überhitzung wie erwartet deutlich schneller ab. Die Gründe hierfür sind die überschüssige innere Energie des Tropfens, der erhöhte Sättigungsdampfdruck und die aus dem verstärkten Tropfenzerfall resultierende größere spezifische Oberfläche der flüssigen Phase.

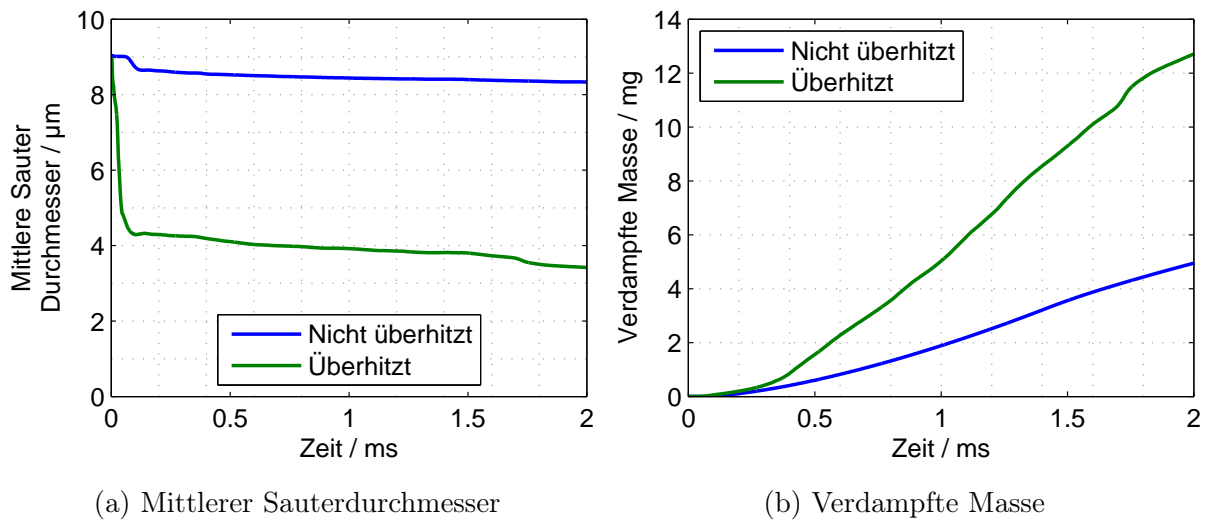


Abbildung 4.17: Ergebnisse der Spraykammersimulationen,

$$p_{\text{Rail}} = 200 \text{ bar}, T_{\text{Kammer}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$\text{nicht überhitzt: } T_{\text{Kraftstoff}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}, p_{\text{Kammer}} = 1 \text{ bar}, N_K = 0 \text{ m}^{-3}, OCA = 28^{\circ};$$

$$\text{überhitzt: } T_{\text{Kraftstoff}} = 90 \text{ }^{\circ}\text{C}, p_{\text{Kammer}} = 0.4 \text{ bar}, N_K = 9.466 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}, OCA = 40^{\circ}$$

4.2.3 Fazit der Vorstudie

In diesem Abschnitt wurde untersucht, welche Modellansätze benötigt werden, um den Einfluss der Überhitzung des Kraftstoffs auf die Spraygeometrie mittels Simulation abbilden zu können. Es wurde deutlich, dass ein zusätzliches Zerfallsmodell, welches ausschließlich zu einer Reduktion der mittleren Tropfengröße führt, dafür alleine nicht ausreichend ist. Auf Basis der Erkenntnisse der Nahfelduntersuchungen (Abschnitt 4.1.2.1) wurde der initiale Strahlöffnungswinkel als weiterer relevanter Modellparameter identifiziert. Letztendlich war es durch eine kombinierte Variation der Keimstellendichte und des initialen Strahlöffnungswinkels möglich, ein Simulationsergebnis zu erhalten, welches eine gute Übereinstimmung mit einem Messergebnis bei einer bestimmten Überhitzung und einem bestimmten Raildruck liefert.

Eine Voraussetzung für eine allgemeingültige Modellierung ist allerdings die genauere Kenntnis darüber, wie der einzelne Spraystrahl durch unterschiedlich starke Überhitzung und verschiedene Raildrücke beeinflusst wird. Dies war die Motivation für eine umfangreiche und grundlegende Messkampagne mit einem Zweilochinjektor, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

4.3 Experimentelle Untersuchungen an einem generischen Zweilochinjektor

Für eine Modellierung von Flash Boiling für die Spraysimulation war es zunächst nötig, weitere, im Vergleich zu Abschnitt 4.1 grundlegendere, experimentelle Untersuchungen durchzuführen. Das Ziel war es hierbei, den Einfluss der für überhitzte Sprays relevanten Randbedingungen auf den Einzelstrahl genauer zu analysieren.

Ein herkömmlicher Serieninjektor mit fünf oder sechs Spritzlöchern wäre für solche Untersuchungen nur bedingt geeignet. Einerseits ist die optische Zugänglichkeit zu einem einzelnen Strahl nur eingeschränkt möglich, da sich die Strahlen häufig zumindest teilweise verdecken. Andererseits beträgt der Abstand zwischen den einzelnen Spritzlöchern im Allgemeinen weniger als 1 mm. Dadurch kann eine Interaktion zwischen den Strahlen nicht ausgeschlossen werden, da sich die strahlinduzierten Strömungsfelder überlappen und gegenseitig beeinflussen können.

Aus diesem Grund wurde für diese Untersuchungen ein spezieller Zweilochinjektor angefertigt, bei dem die Spraygeometrie so ausgelegt war, dass die genannten Probleme nicht bzw. kaum auftreten können. Bei der Auslegung des Injektors wurde darauf geachtet, dass dieser funktional sehr gut vergleichbar mit einem regulären Serieninjektor ist. Im Fokus lag hierbei insbesondere die Geometrie der Spritzlöcher, die einen großen Einfluss auf die Eigenschaften der Strahlen, wie Penetration, Strahlöffnungswinkel und Strahlstabilität, haben kann. In diesem Fall hatten beide Spritzlöcher eine Länge von 300 μm mit einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser von etwa 1.5. Diese Lochgeometrie ist repräsentativ für die eines üblichen Serieninjektors. Die Spritzlöcher waren entgegengesetzt zueinander auf der Injektorspitze positioniert. Die Lochachsen lagen in einer Ebene, der Winkel zwischen den beiden Achsen betrug etwa 82° . Die Mittelpunkte der Lochaustrittsebenen hatten dadurch einen Abstand von etwa 1.75 mm. Durch dieses Design wurde sichergestellt, dass die Interaktion der beiden Strahlen auf ein Minimum reduziert war.

Die Untersuchungen wurden an einer stationären, ähnlich der in Abschnitt 4.1 verwendeten, optisch zugänglichen, mit Stickstoff gespülten Spraykammer durchgeführt. Die Temperatur des Injektors und damit die Kraftstofftemperatur konnten ebenso wie der Kraftstoffdruck und der Kammerdruck variiert werden. Die Einspritzdauer lag bei 1.5 ms. Die in dieser Studie eingestellten Randbedingungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Es wurden verschiedene optische Messtechniken eingesetzt, um den Einfluss der verschiedenen Randbedingungen auf die Spraystrahlen zu erfassen. Diese werden im Detail in den jeweiligen Abschnitten beschrieben.

Größe	Wert	Einheit
Kammerdruck	0.2, 0.4, 1.0	bar
Kammertemperatur	20	°C
Kraftstoffdruck	50, 200	bar
Kraftstofftemperatur	20, 50, 60, 90, 120	°C

Tabelle 4.2: Randbedingungen der Spraykammeruntersuchungen am Zweilochinjektor

Bei den durchgeführten Untersuchungen wurde ausschließlich mit Super Benzin (CEC RF-02-03) als Kraftstoff gearbeitet. Die zur Quantifizierung der Überhitzung relevante Sättigungsdampfdruckkurve (Luftgesättigter Dampfdruck (ASVP) [18]) dieses Gemisches ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

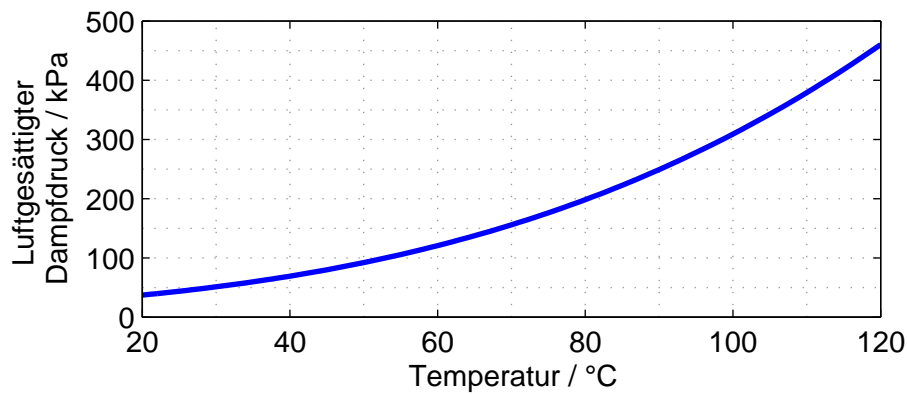


Abbildung 4.18: Luftgesättigter Dampfdruck (ASVP) des verwendeten Super Benzins CEC RF-02-03

4.3.1 Streulichtaufnahmen

In einem ersten Schritt wurde das gesamte Spray mittels Streulichttechnik vermessen. Hierzu wurde das Spray von zwei Seiten mittels kontinuierlicher Gasentladungslampen beleuchtet. Für die Bilderfassung wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Photron SA 1.1 eingesetzt. Die Bildrate lag bei 10 kHz und die optische Skala bei 10 Pixel/mm. Die Abmessungen des Bildausschnitts lagen bei 80×80 mm.

Im Folgenden wird zunächst auf die Spraybilder (repräsentative Einzelbildaufnahmen in Falschfarbendarstellung) eingegangen. Abbildung 4.19 zeigt das Spray bei einem Raildruck von $p_{Rail} = 50$ bar und einem Kammerdruck von $p_{Kammer} = 0.4$ bar. Die Kraftstofftemperatur lag bei 20 °C bzw. 50 °C. Hieraus ergibt sich ein Verhältnis von luftgesättigtem Dampfdruck zu Kammerdruck von $R_P = 0.93$ bzw. $R_P = 2.3$. Im linken Bild ist das Spray

dementsprechend noch nicht überhitzt und es zeigt sich im Vergleich zum Bild rechts ein deutlicher Einfluss der Überhitzung auf den Strahlzerfall. Während im Fall ohne Überhitzung teilweise noch einzelne große Tropfen bzw. Ligamente zu erkennen sind, ist dies im Fall von $R_P = 2.3$ praktisch nicht mehr der Fall. Außerdem geht die Penetration der einzelnen Strahlen deutlich zurück.

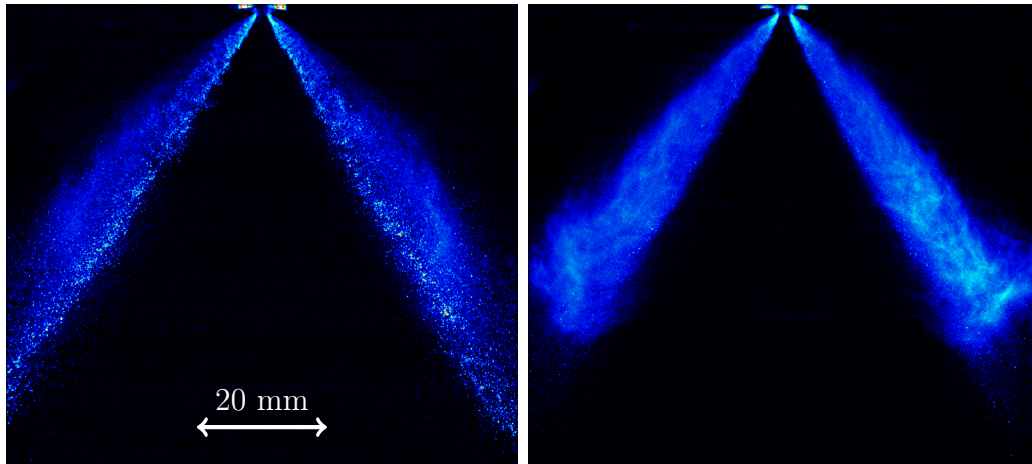
(a) $T_{Kraftstoff} = 20 \text{ °C}$, $R_P = 0.93$ (b) $T_{Kraftstoff} = 50 \text{ °C}$, $R_P = 2.3$

Abbildung 4.19: $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$, $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 1.4 \text{ ms}$

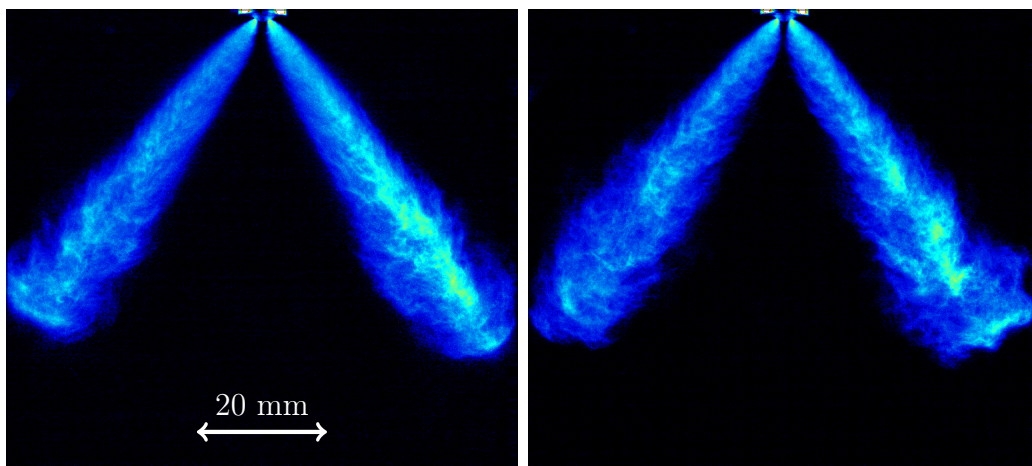
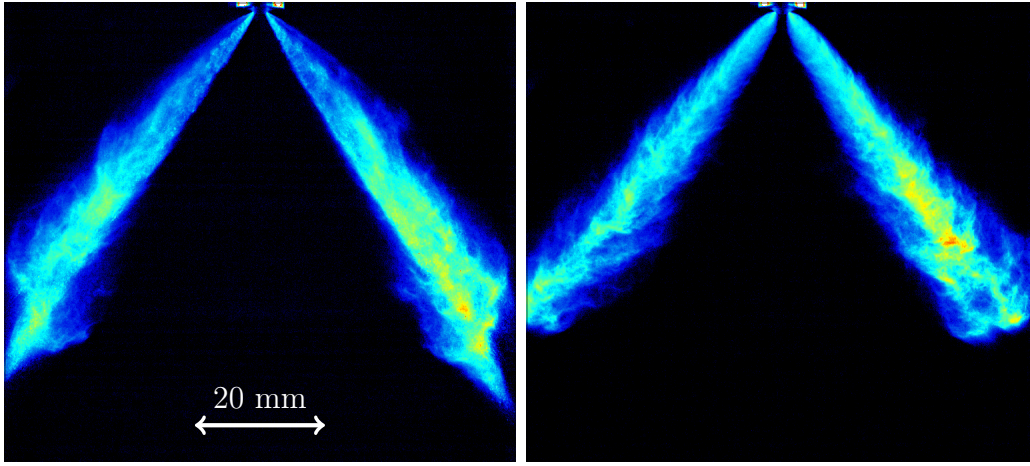
(a) $T_{Kraftstoff} = 90 \text{ °C}$, $R_P = 6.2$ (b) $T_{Kraftstoff} = 120 \text{ °C}$, $R_P = 11.5$

Abbildung 4.20: $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$, $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 1.4 \text{ ms}$

Die Auswirkungen einer Erhöhung der Kraftstofftemperatur auf $T_{Kraftstoff} = 90 \text{ °C}$ bzw. 120 °C ($R_P = 6.2$ bzw. 11.5) sind in Abbildung 4.20 zu erkennen. Mit höherer Temperatur ist eine zunehmende optische Dichte des Sprays zu beobachten (höhere Signalintensität),

was eine Reduktion der mittleren Tropfengröße suggeriert. Die Einzelstrahlbreite nimmt mit zunehmender Überhitzung ebenfalls zu, während die Strahlpenetration abnimmt. Eine deutliche Änderung der Spraygeometrie (Spraykollaps) ist hier im Vergleich zum zuvor betrachteten Sechslotinjektor nicht zu beobachten.

Wird der Raildruck auf $p_{Rail} = 200$ bar erhöht, ergibt sich ein grundsätzlich ähnliches Bild wie zuvor, wobei der Einfluss der Überhitzung weniger deutlich zum Tragen kommt, siehe Abbildung 4.21. Im Vergleich zum Fall ohne Überhitzung nimmt die Penetration bei starker Überhitzung ab, während die Einzelstrahlbreite insbesondere an der Strahlwurzel zunimmt. Die Unterschiede sind allerdings weniger stark ausgeprägt als im Fall von $p_{Rail} = 50$ bar. Dies deutet darauf hin, dass der „klassische“ aerodynamisch und düseninnenströmungsbedingte Strahlzerfall bei höheren Raildrücken dominanter wird.



(a) $T_{Kraftstoff} = 20$ °C, $R_P = 0.93$ (b) $T_{Kraftstoff} = 120$ °C, $R_P = 11.5$

Abbildung 4.21: $p_{Rail} = 200$ bar, $p_{Kammer} = 0.4$ bar, $t_{nSEB} = 0.7$ ms

Dass der Raildruck bei überhitzten Sprays einen großen Einfluss auf die Spraygeometrie haben kann, wurde schon bei den Untersuchungen am Sechslotinjektor deutlich. Wird die Überhitzung mittels einer Absenkung des Kammerdrucks auf ein sehr hohes Maß von $R_P = 23$ erhöht, so zeigt sich, dass eine raildruckabhängige Strahlinteraktion auch bei dem Zweilochinjektor provoziert werden kann, siehe Abbildung 4.22. Bei $p_{Rail} = 50$ bar überlappen sich die Strahlen und interagieren so stark miteinander, dass diese nicht mehr eindeutig voneinander zu trennen sind. Eine Erhöhung des Raildrucks auf $p_{Rail} = 200$ bar wirkt dieser Strahlinteraktion entgegen. Hierdurch wird noch einmal deutlich, dass der Raildruck bei überhitzten Sprays einen sehr großen Einfluss auf das Strahlinteraktionsverhalten hat.

Im Anschluss wurden aus jeweils 32 Einzelbildern Mittelwertbilder zu jedem Zeitpunkt erzeugt. Anhand dieser Mittelwertbilder wurde die Strahlpenetration (Abstand zwischen

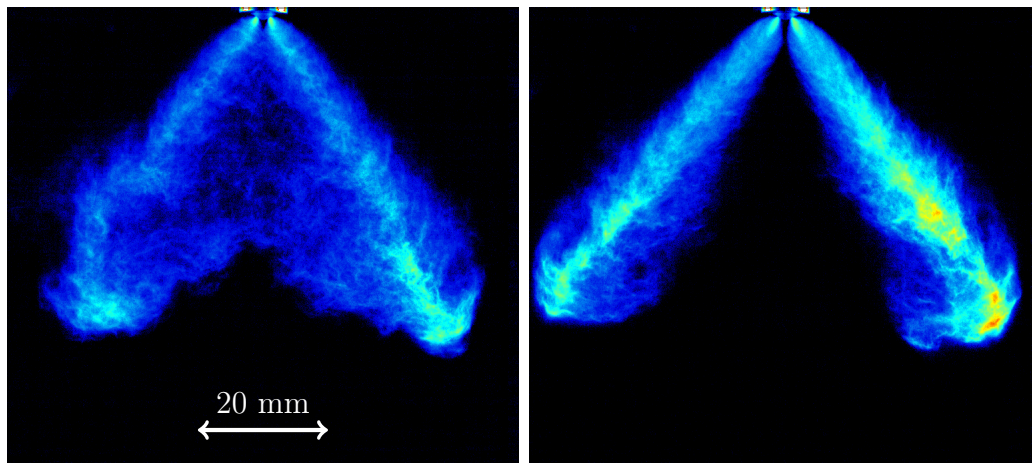
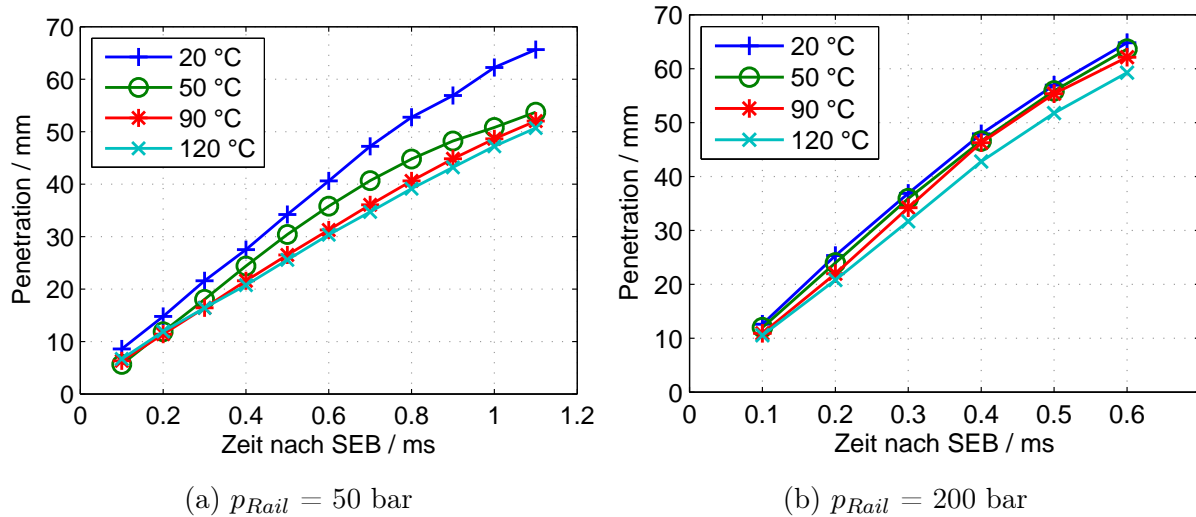
(a) $p_{Rail} = 50$ bar, $t_{nSEB} = 1.4$ ms(b) $p_{Rail} = 200$ bar, $t_{nSEB} = 0.7$ msAbbildung 4.22: $T_{Kraftstoff} = 120$ °C, $p_{Kammer} = 0.2$ bar, $R_P = 23$ (a) $p_{Rail} = 50$ bar(b) $p_{Rail} = 200$ bar

Abbildung 4.23: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die Spraypenetration

$$p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$$

Injektorspitze und Strahlspitze) ausgewertet, um den Einfluss der Überhitzung auf die Penetration zu quantifizieren. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.23 dargestellt, wobei hierbei der Mittelwert aus beiden Strahlen betrachtet wird.

Wie bereits anhand der Spraybilder zu erkennen war, nimmt die Penetration mit zunehmender Überhitzung ab. Dieser Einfluss ist bei höheren Raildrücken deutlich weniger stark ausgeprägt. Die Ursache hierfür scheint darin zu liegen, dass die überhitzungsbedingten Zerfallsmechanismen bei höheren Raildrücken weniger stark dominieren, da der druckbedingte Zerfall einen größeren Anteil am gesamten Strahlzerfall hat. Genauere Aufschlüsse

darüber sollen die folgenden Untersuchungen des Injektornahfelds liefern.

4.3.2 Nahfeldschattenlichtaufnahmen

Für eine genauere Untersuchung des Strahlzerfalls wurde in einem nächsten Schritt das Injektornahfeld untersucht. Hierbei kam das Schattenlichtverfahren zum Einsatz, bei dem aus Sicht der Kamera (Belichtungszeit: 1 μ s) eine Lichtquelle hinter dem Spray platziert wurde. Um eine homogene Helligkeitsverteilung des Bildhintergrunds zu erreichen, wurde eine Milchglasscheibe zwischen der Leuchte und dem Spray positioniert. Die Abmessungen des betrachteten Bildausschnitts betrugen 13×8 mm. Die optische Skala lag bei etwa 23 Pixeln pro Millimeter.

Im Fokus lag bei diesen Untersuchungen vor allem die Struktur und Geometrie des Strahls kurz nach Verlassen des Spritzloches, um daraus Rückschlüsse ziehen zu können, inwiefern Überhitzung und Raildruck einen Einfluss auf den Strahlzerfall haben.

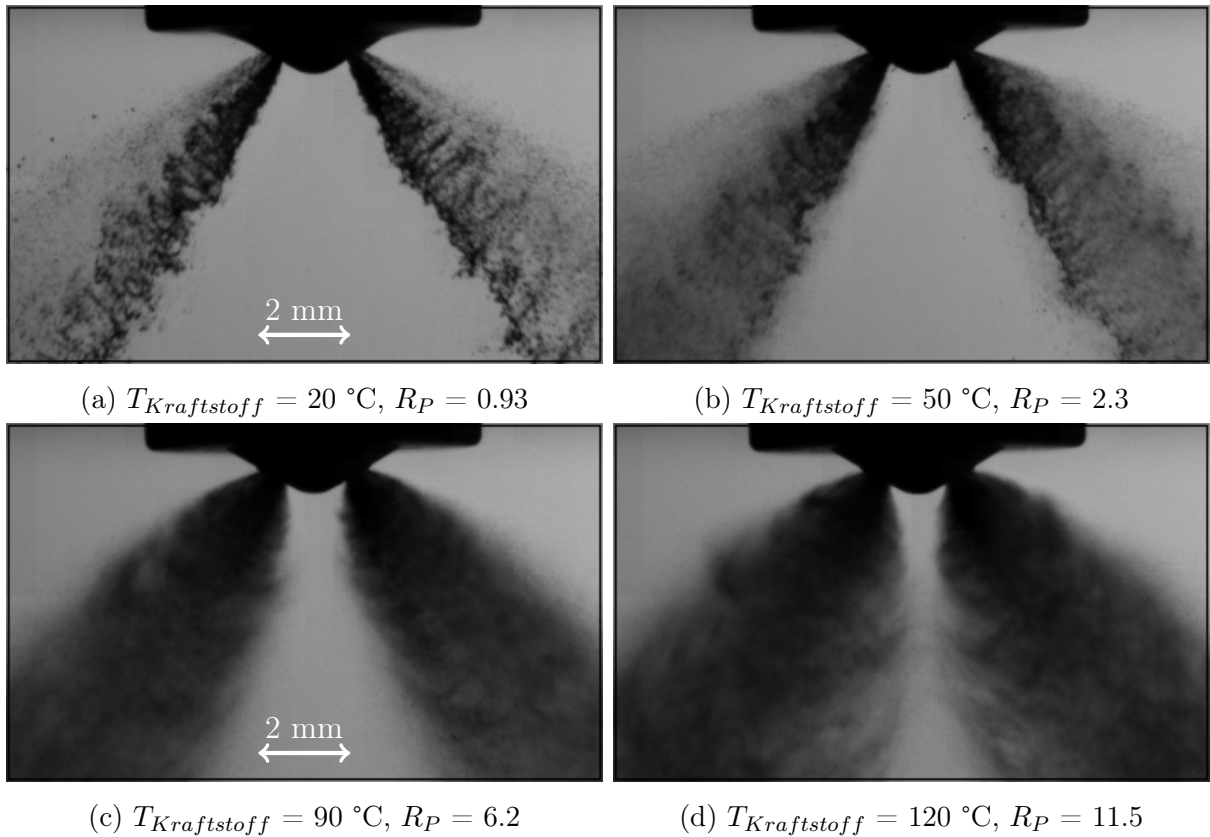


Abbildung 4.24: $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$, $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 0.8 \text{ ms}$

In Abbildungen 4.24a und 4.24b wird das Spray ohne ($R_P = 0.93$) und mit leichter ($R_P = 2.3$) Überhitzung bei einem Raildruck von $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$ verglichen. Es ist zu er-

kennen, dass die maximale Größe der Tropfen und Ligamente durch die Überhitzung etwas reduziert wird. Außerdem ist die Strahlstruktur etwas homogener als im Fall ohne Überhitzung. Prinzipiell sind sich die Strahlen ohne und mit leichter Überhitzung dennoch relativ ähnlich. Bei einer weiteren Erhöhung der Kraftstofftemperatur auf $T_{Kraftstoff} = 90\text{ °C}$ bzw. 120 °C ändert sich das Aussehen der Strahlen massiv (Abbildungen 4.24c und 4.24d). Der initiale Strahlöffnungswinkel nimmt mit zunehmender Überhitzung deutlich zu. Bei $T_{Kraftstoff} = 120\text{ °C}$ sind die Strahlen so breit, dass die Strahlen sich beinahe überlappen. Die Außenkontur des Strahls nimmt nun eine leichte Glockenform an, was auf einen starken Unterdruck im Inneren des Strahls hindeutet. Die Tropfengröße ist merklich reduziert, außerdem ist die Tropfenverteilung im Strahl deutlich homogener. Im Gegensatz zum Fall ohne Überhitzung ist kein zusammenhängender flüssiger Strahlkern mehr erkennbar.

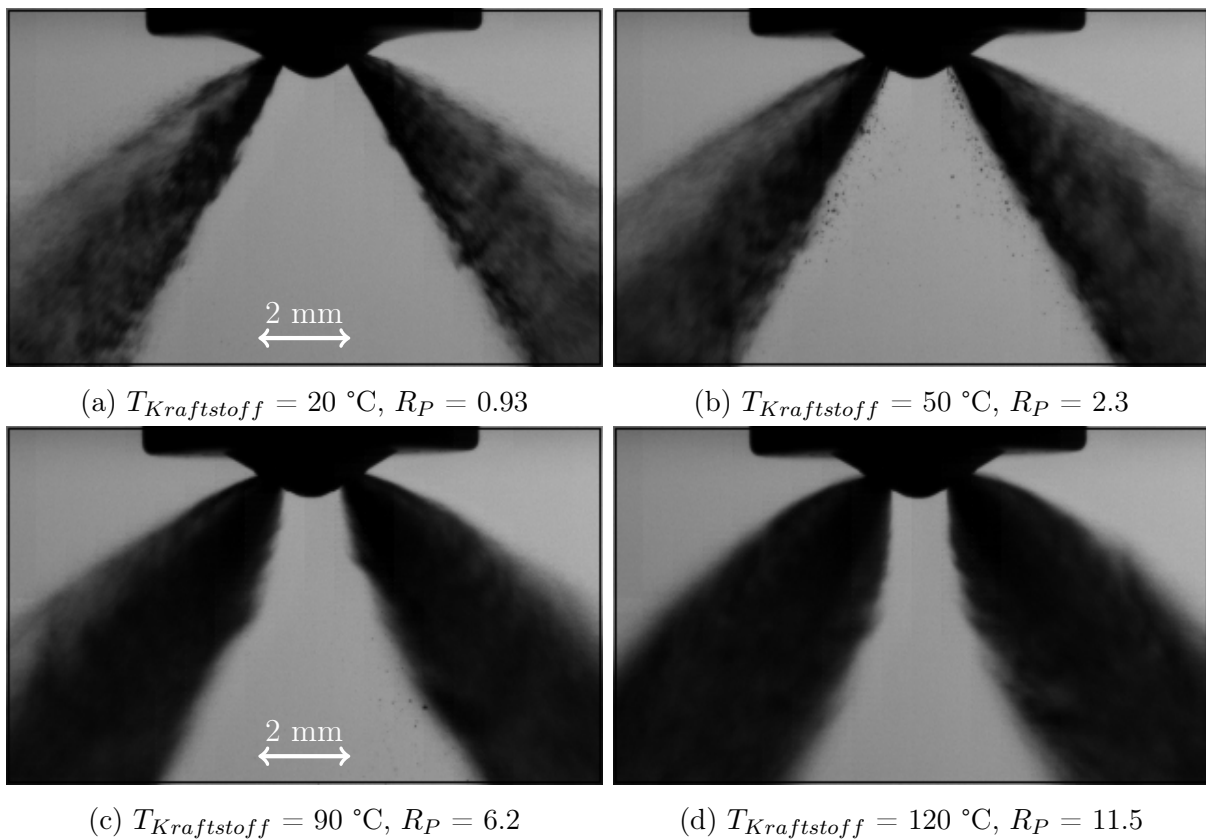


Abbildung 4.25: $p_{Rail} = 200\text{ bar}$, $p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$, $t_{nSEB} = 0.8\text{ ms}$

Bei einer Erhöhung des Raildrucks auf $p_{Rail} = 200\text{ bar}$ ist ein Unterschied zwischen den Fällen ohne und mit leichter Überhitzung kaum noch auszumachen, siehe Abbildungen 4.25a und 4.25b. Durch den verstärkten druckinduzierten Zerfall ist der Einfluss der Überhitzung auf den Strahlzerfall weniger dominant als im Fall mit $p_{Rail} = 50\text{ bar}$.

Wird die Kraftstofftemperatur weiter erhöht, so ist der Einfluss der Überhitzung auf den

Strahlzerfall wieder zu erkennen (Abbildungen 4.25c und 4.25d). Die optische Dichte ist deutlich höher, weshalb der Strahl dunkler erscheint. Dies lässt auf eine reduzierte mittlere Tropfengröße schließen. Auch hier vergrößert sich im Zusammenhang mit der Überhitzung der initiale Strahlöffnungswinkel, während die Strahlkontur eine Glockenform annimmt, insbesondere im Fall $T_{Kraftstoff} = 120\text{ °C}$.

Interessant ist vor allem der Vergleich zwischen den Strahlen hinsichtlich des Raildrucks bei $T_{Kraftstoff} = 120\text{ °C}$ (vergleiche Abbildungen 4.24d und 4.25d). Es ist klar erkennbar, dass der initiale Strahlöffnungswinkel bzw. die Strahlbreite bei einer konstanten Überhitzung stark durch den Raildruck beeinflusst werden kann. Dies erklärt auch die zuvor beobachteten Phänomene der Strahlinteraktion bzw. des zunehmenden Spraykollapses bei einer Reduzierung des Raildrucks. Wird der Raildruck bei konstanter Überhitzung reduziert, so können sich die Strahlen aufgrund des zunehmenden initialen Strahlöffnungswinkels teilweise überlappen, was einen mehr oder weniger starken Spraykollaps zur Folge hat.

4.3.3 Shadow Particle Image Velocimetry

In einem letzten Schritt wurde die Tropfengeschwindigkeit im Bereich der Strahlwurzel mittels Shadow Particle Image Velocimetry (SPIV) bestimmt. Hierzu wurden die Hochgeschwindigkeitskamera durch eine reguläre Interframe CCD Kamera (PCO SensiCam, Auflösung 1280×1024 Pixel) und die Gasentladungslampen durch einen gepulsten Cavi-lux HF Laser (Wellenlänge: 810 nm, Pulsdauer: 50 ns) ersetzt. Die Kamera wurde um ein Fernfeldmikroskopiesystem vom Typ Infinity K2 erweitert, so dass ein Bildbereich von 3.2×2.5 mm mit einer optischen Auflösung von etwa $5\text{ }\mu\text{m}$ untersucht werden konnte. Somit konnten bei jedem Betriebspunkt 25 Einzelbildpaare mit einem Bildabstand von $1\text{ }\mu\text{s}$ aufgenommen werden. Basierend auf der Verschiebung einzelner Tropfen und Ligamente innerhalb eines Bildpaares konnte ein Geschwindigkeitsvektorfeld berechnet werden. Für genauere Ausführungen zum SPIV-Verfahren im Allgemeinen sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [15, 77]. Speziell für diesen Fall notwendige Modifikationen des Verfahrens sind in [99] beschrieben.

Abbildung 4.26 zeigt exemplarisch die Geschwindigkeitsvektorfelder im Bereich der Strahlwurzel eines Strahls für Kraftstoff ohne ($R_P = 0.93$) und mit starker ($R_P = 11.5$) Überhitzung bei einem Raildruck von $p_{Rail} = 50\text{ bar}$ und $t_{nSEB} = 0.5\text{ ms}$.

Neben der bereits zuvor beobachteten Strahlaufweitung ist auch ein signifikanter Einfluss auf das Geschwindigkeitsvektorfeld zu beobachten. Durch die Überhitzung des Kraftstoffs ist die Geschwindigkeitsverteilung im betrachteten Bereich des Strahls deutlich homogener. Außerdem ist eine grundsätzliche Zunahme der Tropfengeschwindigkeit zu beobachten.

Für einen genaueren Vergleich der Tropfengeschwindigkeiten bei verschiedenen Kraftstofftemperaturen wurde das Geschwindigkeitsprofil entlang einer Linie senkrecht zur Strahl-

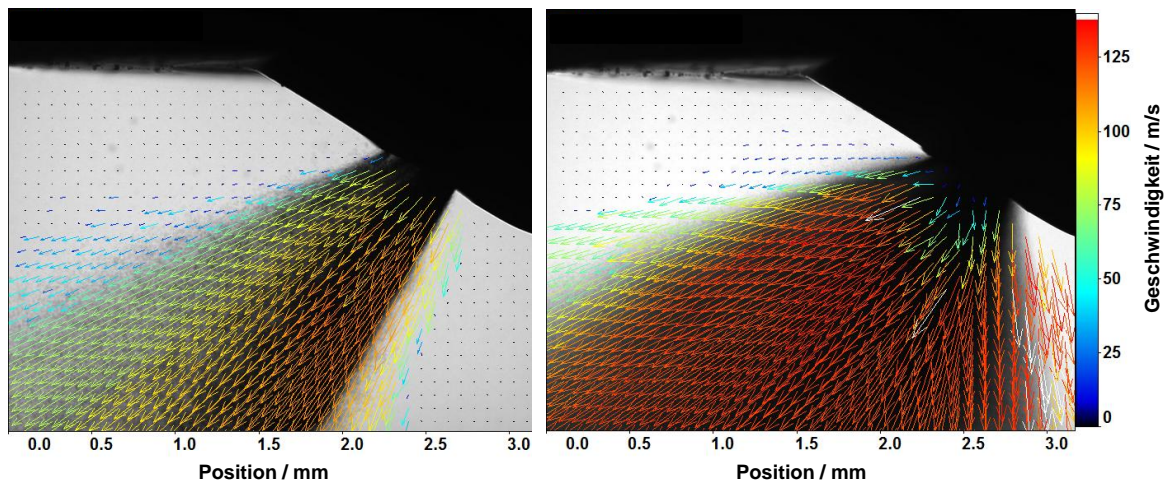
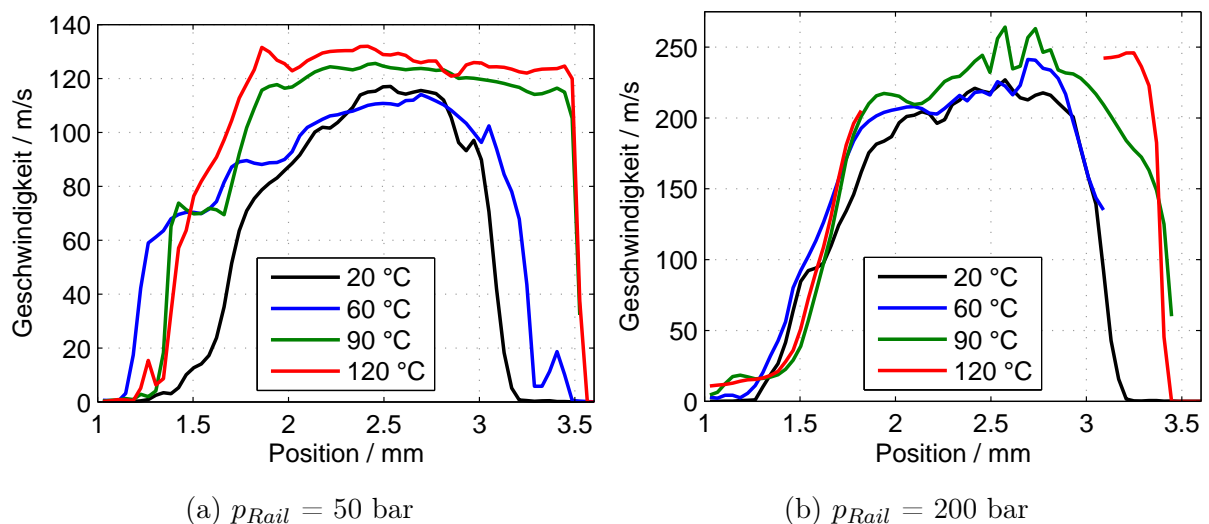


Abbildung 4.26: Geschwindigkeitsvektorfeld im Düsenbereich,

$$p_{Rail} = 50 \text{ bar}, p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}, t_{nSEB} = 0.5 \text{ ms}$$

links: $T_{Kraftstoff} = 20 \text{ °C}$, $R_P = 0.93$, rechts: $T_{Kraftstoff} = 120 \text{ °C}$, $R_P = 11.5$

achse im Abstand von 1 mm zum Lochaustritt in Abbildung 4.27 geplottet. Hier wird deutlich, dass sich mit zunehmender Überhitzung des Sprays höhere Tropfengeschwindigkeiten ergeben. Wie bereits zuvor beobachtet ist der Einfluss der Überhitzung auf diesen Effekt bei höheren Raildrücken weniger stark ausgeprägt. Im Fall von $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$ und $T_{Kraftstoff} = 120 \text{ °C}$ ist der Strahl so homogen, dass mit dem verwendeten SPIV-Algorithmus im Bereich der Strahlachse keine Korrelation der Bildpaare mehr möglich ist, weshalb die Werte an dieser Stelle unvollständig sind.



(a) $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$

(b) $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$

Abbildung 4.27: Geschwindigkeitsprofile entlang einer Linie quer zur Lochrichtungsachse in einem Abstand von 1 mm zum Lochaustritt, $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $t_{nSEB} = 0.5 \text{ ms}$

Interessant bei der beobachteten Geschwindigkeitszunahme ist die Tatsache, dass diese nicht alleine durch die reduzierte Dichte des Kraftstoffs erklärt werden kann. Unter Berücksichtigung dieser Dichteänderung nimmt die nach Bernoulli berechnete Geschwindigkeit um etwa 6 % zu, wenn die Temperatur des Kraftstoffs von 20 °C auf 120 °C erhöht wird. Die tatsächlich gemessene Zunahme der maximalen Tropfengeschwindigkeiten liegt im Fall von $p_{Rail} = 50$ bar allerdings bei etwa 12 %. Auch wenn Viskositätseffekte hier ebenfalls eine Rolle spielen könnten, so scheint die Hauptursache des zusätzlichen Tropfenimpulses der expandierende Dampf am Spritzlochaustritt zu sein. Diese Dampfexpansion führt also nicht nur zu einer Aufweitung der Strahlwurzel (Kräfte in radialer Richtung), sondern ebenso zu einer Zunahme der initialen Tropfengeschwindigkeit (Kräfte in axialer Richtung).

4.4 Zwischenfazit

Anhand der durchgeführten Spraykammeruntersuchungen am Sechslochinjektor wurde deutlich, dass mit zunehmender Überhitzung sowohl die Spraypenetration als auch die Spraygeometrie maßgeblich beeinflusst werden können. Die Ursache hierfür liegt im Wesentlichen an einer Dampfbildung innerhalb des Spritzlochs, wobei der Sättigungsdampfdruck größer als der Druck in der Umgebung ist, in die eingespritzt wird. Hierdurch kommt es am Spritzlochaustritt zu einer schlagartigen Dampfexpansion. Daher wird einerseits der aus dem Spritzloch austretende zusammenhängende flüssige Strahlkern durch den expandierenden Dampf auseinandergerissen, was eine deutlich reduzierte mittlere Tropfengröße zur Folge hat. Gleichzeitig wird der initiale Strahlöffnungswinkel vergrößert, was zu einer starken Strahlaufweitung direkt an der Strahlwurzel führt. Abbildung 4.28 macht diese Zusammenhänge deutlich.

Aufgrund der Strahlaufweitung kann es passieren, dass einzelne Strahlen miteinander interagieren und sich teilweise überlappen. Diese Interaktion ist die Hauptursache für die überhitzungsbedingte Spraykontraktion bzw. den Spraykollaps. In der Simulation muss daher nicht nur der verstärkte Tropfenzerfall modelliert werden, sondern ebenso die Aufweitung der einzelnen Strahlen. Es konnte gezeigt werden, dass mittels einer Anpassung der Modellparameter Keimstellendichte und initialer Strahlöffnungswinkel die durch Flash Boiling verursachten Einflüsse auf die Spraygeometrie und die Spraypenetration in der Simulation abgebildet werden können.

Auch wenn der Raildruck keinen Einfluss auf die Überhitzung des Sprays hat, ist dieser im Zusammenhang mit Flash Boiling dennoch eine sehr relevante Randbedingung. Eine Steigerung des Raildrucks erhöht den axialen Strahlimpuls. Der in der Dampfexpansion begründete radiale Impuls bleibt durch eine Änderung des Raildrucks in erster Näherung

konstant. In Summe führt dies zu einer Abnahme des initialen Strahlöffnungswinkels und damit zu einer Reduktion der Breite der Strahlwurzel. Da die Strahlbreite bei der Strahlinteraktion eine wesentliche Rolle spielt, muss der Raildruckeinfluss bei der Modellierung ebenfalls mit berücksichtigt werden.

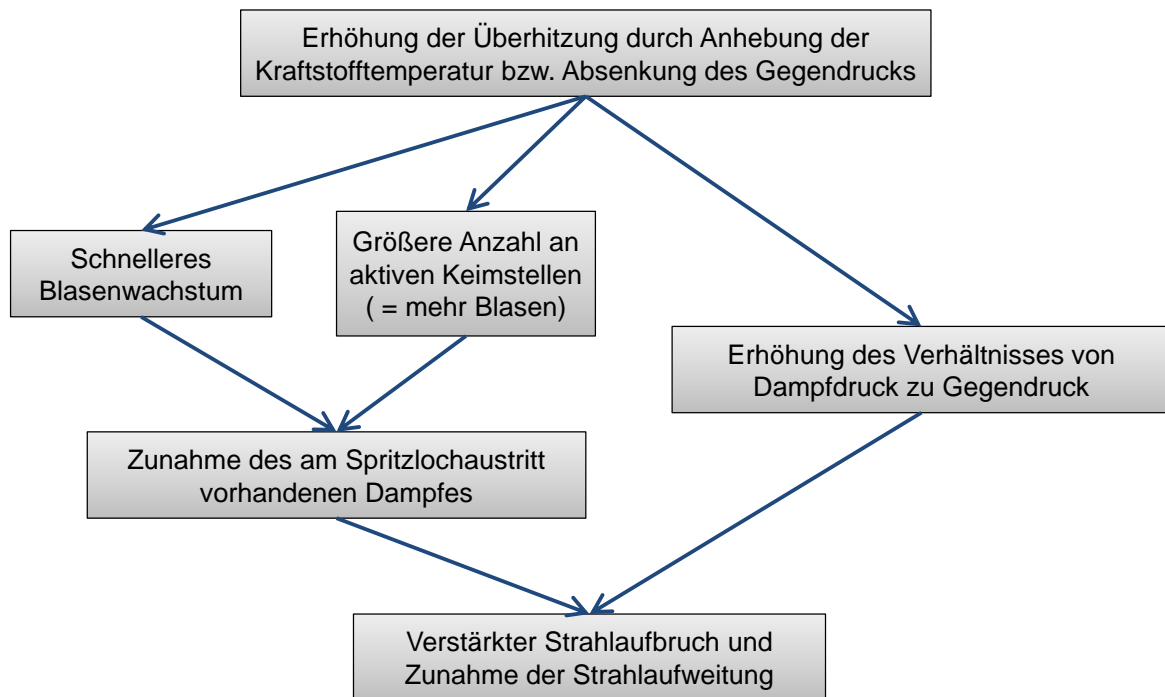


Abbildung 4.28: Wirkzusammenhang überhitzter Strahlzerfall

4.5 Entwicklung empirischer Ansätze und Implementierung des Zerfallsmodells

Eine direkte Simulation der überhitzungsbedingten Dampfxpansion am Spritzlochaustritt und des damit verbundenen Strahlzerfalls ist im Zusammenhang mit der in dieser Arbeit verwendeten Euler-Lagrange-Methode nicht praktikabel. Stattdessen soll ein Ansatz verfolgt werden, bei dem die Parameter Keimstellendichte N_K (bzw. indirekt der Durchmesser der Sekundärtropfen nach dem Zerfall $d_{D, Sek}$) und Strahlöffnungswinkel OCA als überhitzungsgradabhängige Größen modelliert werden.

Da sich eine messtechnische Bestimmung dieser beiden Größen als äußerst kompliziert erweist, wurden diese indirekt auf Basis der vorhandenen Zweilochmessdaten ermittelt. Hierzu wurde eine Vielzahl von Spraysimulationen auf Basis des Zweilochinjektors mit

einer Variation von beiden Parametern durchgeführt. Das Ziel war es hierbei, den zeitlichen Verlauf der Strahlpenetration an die in Abschnitt 4.3 dargestellten Mie-Streulicht-Ergebnisse anzupassen, da sowohl der Strahlöffnungswinkel als auch die Keimstellendichte bzw. Sekundärtropfengröße einen Einfluss hierauf haben.

Basierend auf den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.2 wurde ein Parameterraum im Bereich von $OCA = 32$ bis 88° sowie $N_K = 3.25 \cdot 10^{16}$ bis $5.07 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ bzw. $d_{D,sek} = 2$ bis $5 \text{ }\mu\text{m}$ untersucht. Die Parametervariation erfolgte an vier verschiedenen Betriebspunkten mit $p_{Rail} = 50$ und 200 bar sowie $T_{Kraftstoff} = 90$ und $120 \text{ }^\circ\text{C}$, wobei der Kammerdruck konstant $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$ betrug.

Abbildung 4.29 zeigt exemplarisch die Gegenüberstellung der Strahlpenetration der durchgeführten Simulationen mit den Messdaten (Mittelwert über beide Strahlen) für den Betriebspunkt $p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}$, $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$ und $T_{Kraftstoff} = 120 \text{ }^\circ\text{C}$.

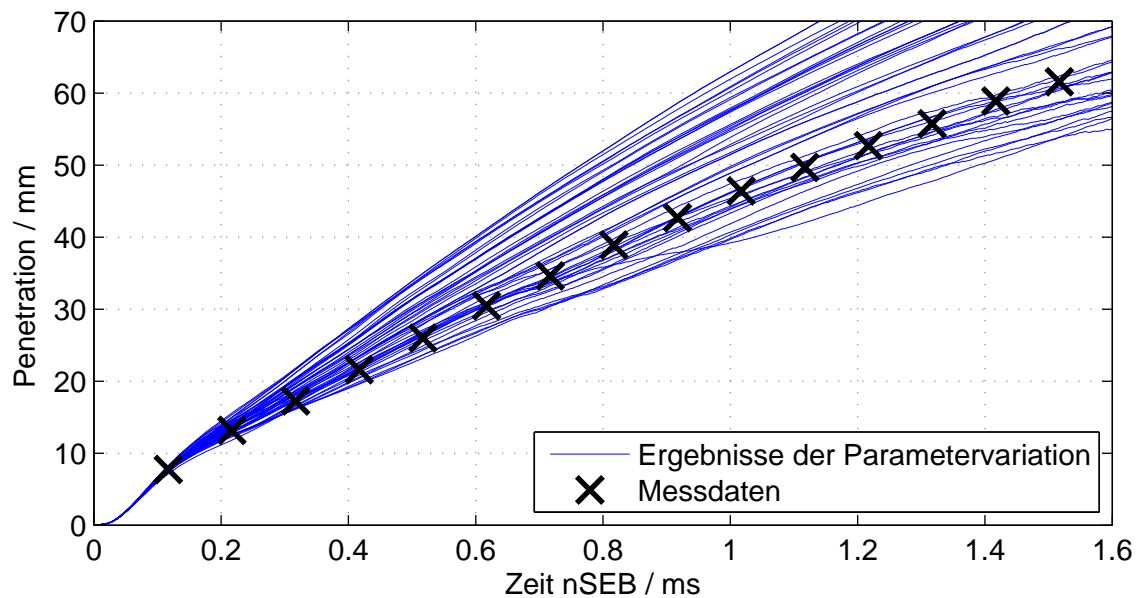


Abbildung 4.29: Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen der Parametervariation mit experimentellen Daten

$$p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}, p_{Rail} = 50 \text{ bar}, T_{Kraftstoff} = 120 \text{ }^\circ\text{C}$$

Die optimalen Parameterkombinationen an den untersuchten Betriebspunkten wurden anhand der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Abweichung des zeitlichen Verlaufs der Strahlpenetration zwischen Messung und Simulation) ermittelt. Die gefundenen Optima sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Es ist dabei zu beachten, dass als Modellfluid in der Simulation aus den bereits in Abschnitt 2.4 erwähnten Gründen der Ersatzkraftstoff n-Heptan gewählt wurde. Der in der Tabelle aufgeführte Überhitzungsgrad ΔT basiert demzufolge auf der Sättigungsdampfdruckkurve von n-Heptan. Die Messungen wurden

allerdings gezielt mit Super Benzin als Kraftstoff durchgeführt. Das hat zur Folge, dass mit den ermittelten Parametern der überhitzungsbedingte Strahlzerfall von Benzinsprays abgebildet werden kann.

$\Delta T / \text{K}$	$p_{\text{Rail}} / \text{bar}$	$OCA / ^\circ$	N_K / m^{-3}
20	50	56	$3.879 \cdot 10^{16}$
	200	40	$9.466 \cdot 10^{16}$
50	50	76	$6.622 \cdot 10^{16}$
	200	58	$3.785 \cdot 10^{17}$

Tabelle 4.3: Optima aus der Parametervariation

Die ermittelten Parameteroptima bilden die Basis für eine empirische Modellierung der Keimstellendichte und des Strahlöffnungswinkels. Für Überhitzungsgrade und Raildrücke, die inner- oder außerhalb dieses Parameterraums liegen, erfolgt eine Berechnung der Parameter mittels linearer Inter- bzw. Extrapolation. Zusätzlich fließen auch die Werte für $OCA(\Delta T = 0)$, welche üblicherweise aus einem Sprayabgleich ohne Überhitzung bekannt sind, sowie die Annahme $N_K(\Delta T = 0 \text{ K}) = 0$ in die Berechnung mit ein. Die funktionellen Zusammenhänge sind in Abbildung 4.30 dargestellt, wobei die experimentell ermittelten Optima durch schwarze Kreuze gekennzeichnet sind.

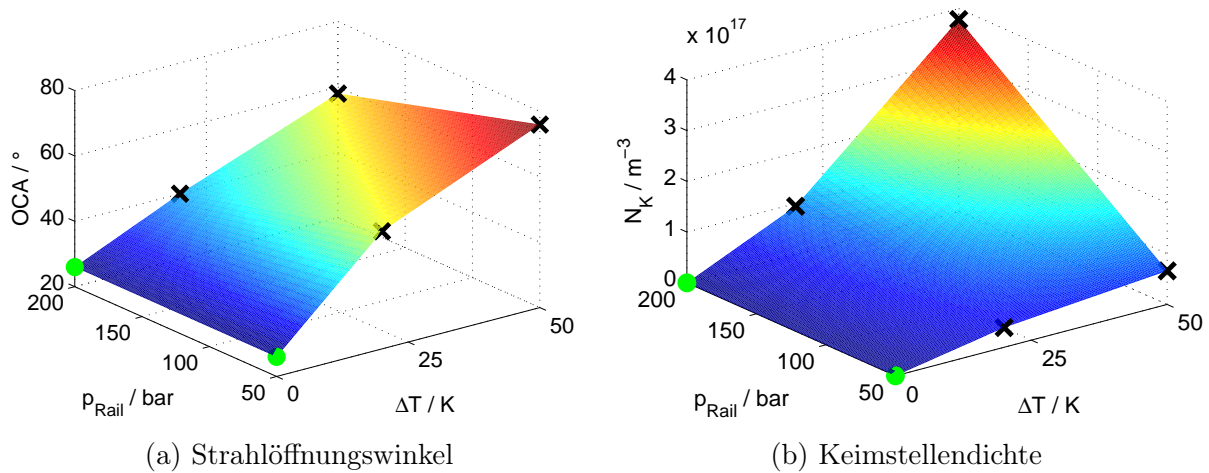


Abbildung 4.30: Überhitzungsgrad- und raildruckabhängige Modellparameter des erweiterten Flash-Boiling-Zerfallsmodells

Grundsätzlich wird bei diesem Modellansatz davon ausgegangen, dass der überhitzungsbedingte Strahlzerfall nicht durch die Lochgeometrie oder die Oberflächenbeschaffenheit beeinflusst wird. Diese Annahme ist in erster Näherung gültig, solange die Spraysimulationen auf Injektoren basieren, welche ähnliche Lochdesigns und Oberflächeneigenschaften

aufweisen, wie die des in Abschnitt 4.3 untersuchten Zweilochinjektors, auf dem die empirischen Daten basieren. Bei stärkeren Abweichungen hiervon werden diese Faktoren den Strahlzerfall ebenfalls stark beeinflussen, wie verschiedene Untersuchungen von Günther et al. zeigen [29, 30, 31, 32].

Der oben beschriebene empirische Ansatz wurde in die Simulationssoftware AVL FIRE integriert. Er wird aktiv, wenn während der Einspritzung eine Überhitzung detektiert wird. Dadurch werden für jedes neu initialisierte Parcel individuell der Überhitzungsgrad und folglich die beiden Modellparameter bestimmt. Auf Basis des neuen *OCA* erfolgt eine Richtungsanpassung des Geschwindigkeitsvektors des Parcels, da dieses zunächst mit *OCA* ($\Delta T = 0$ K) initialisiert wird. Anschließend werden basierend auf der ermittelten Keimstellendichte das Blasenwachstum, der Tropfenzerfall und die Entstehung der Sekundärtropfen abgebildet. Der Raildruck ist hierbei eine vom Anwender zu definierende Größe. Abbildung 4.31 zeigt schematisch den Ablauf innerhalb der Modellroutine für den erweiterten Flash-Boiling-Strahlzerfall.

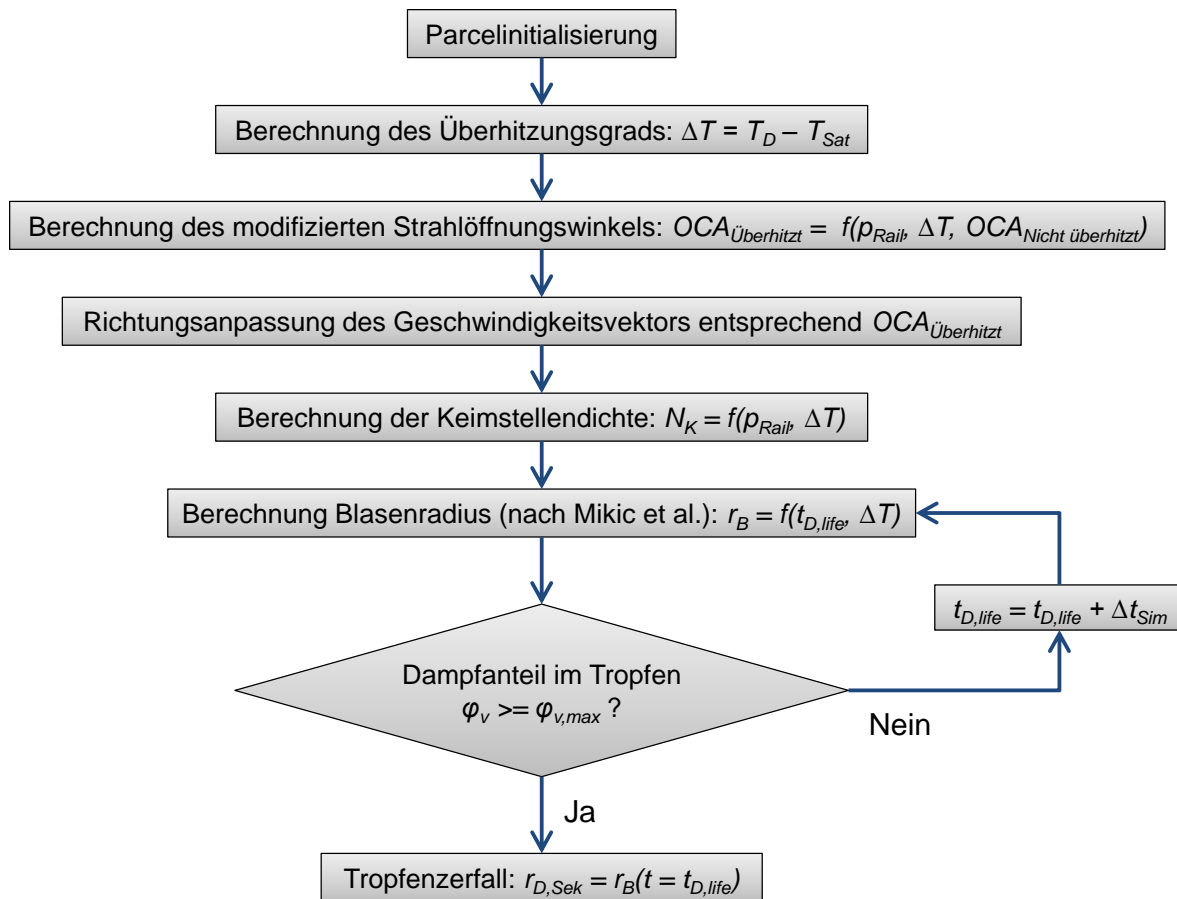


Abbildung 4.31: Flussdiagramm des erweiterten Flash-Boiling-Strahlzerfallsmodells

4.6 Numerische Simulation von Verdampfung und Verdunstung von Einzeltropfen

Bei der Simulation von Flash Boiling Sprays spielt auch die Verdampfungsmodellierung der Tropfen eine wesentliche Rolle (siehe Abschnitt 2.4.5). Typische Tropfenverdunstungsmodelle, wie das von Abramzon et al. [2], verlieren ihre Gültigkeit, wenn die Tropfentemperatur nahe an oder oberhalb der Siedetemperatur liegt. Für überhitzte Tropfen muss daher auf alternative Ansätze zurückgegriffen werden, welche die überhitzungsbedingte erhöhte Verdampfungsrate abbilden können.

4.6.1 Separate Modellierung von Verdampfung und Verdunstung

Ein solcher Ansatz ist das in Abschnitt 2.4.5 beschriebene Modell von Zuo et al. [114]. Wie dort bereits erwähnt, ist dieses Modell nicht in der Lage, neben der Tropfenverdampfung ($T_D \geq T_{Sat}$) auch die Tropfenverdunstung ($T_D < T_{Sat}$) abzubilden. Außerdem wird in diesem Modell die Annahme getroffen, dass die Abnahme der inneren Energie und damit der Tropfentemperatur proportional zum Überhitzungsgrad ΔT ist. Dies resultiert in einem physikalisch unplausiblen asymptotischen Verlauf der Tropfentemperatur gegen die Siedetemperatur.

Durch eine Modifikation des Modells kann dieses Verhalten jedoch korrigiert werden. Hierbei wird zur Berechnung der Änderungsrate der Tropfentemperatur nicht ausschließlich der wahre Überhitzungsgrad $\Delta T = T_D - T_{Sat}$ verwendet. Stattdessen erfolgt die Berechnung auf Basis eines effektiven Überhitzungsgrades ΔT_{eff} , welcher aus dem Maximum des wahren und eines zu definierenden konstanten minimalen Pseudoüberhitzungsgrades ΔT_{min} ermittelt wird, siehe Gleichung 4.3.

$$\Delta T_{eff} = \begin{cases} T_D - T_{Sat} & \text{für } (T_D - T_{Sat}) \geq \Delta T_{min} \\ \Delta T_{min} & \text{für } (T_D - T_{Sat}) < \Delta T_{min} \end{cases} \quad (4.3)$$

Soweit nicht anders erwähnt, wurde bei den Simulationen im Rahmen dieser Arbeit ein Wert von $\Delta T_{min} = 10$ K verwendet. Hierdurch wird gewährleistet, dass sich der Tropfen weiter auf Temperaturen unterhalb der Siedetemperatur abkühlen kann. Sobald dies der Fall ist, wird für die Modellierung der Tropfenverdunstung auf das Modell von Abramzon et al. zurückgegriffen.

Ergänzend sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass eine Modifikation des Parameters ΔT_{min} nichts an der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Methodik zur Entwicklung des empirischen Zerfallsmodells für Flash Boiling Sprays ändern würde. Durch den Einfluss auf das Verdampfungsverhalten und damit auch auf das Penetrationsverhalten des Sprays

würden sich lediglich andere Werte für die Modellparameter Strahlöffnungswinkel (OCA) und Keimstellendichte (N_K) ergeben.

Der beschriebene Ansatz ist in dieser Form bereits in der Simulationssoftware AVL FIRE verfügbar. Um diesen Ansatz genauer zu analysieren und auf Plausibilität zu überprüfen, wurde das Verdampfungs- bzw. Verdunstungsverhalten eines einzelnen ruhenden Tropfens (n-Heptan) simuliert, welcher sich in einer ungesättigten Umgebung (trockene Luft) befindet.

Hierbei wurde der Tropfen mit einem Durchmesser von $d_{D,0} = 15 \mu\text{m}$ und einer Tropfentemperatur von $T_{D,0} = 396 \text{ K}$ initialisiert. Die Umgebungstemperatur betrug $T_\infty = 298 \text{ K}$, der Druck $p_\infty = 1 \text{ bar}$, woraus sich eine anfängliche Überhitzung von $\Delta T = 25 \text{ K}$ ergibt. Die resultierenden zeitlichen Verläufe der Tropfentemperatur und der normierten Tropfenoberfläche $(d_D/d_{D,0})^2$ sind in den Abbildungen 4.32 und 4.33 mit unterschiedlichen Zeitskalen dargestellt.

Sowohl für die Tropfentemperatur als auch für die normierte Oberfläche ergeben sich innerhalb der ersten 0.2 ms nicht lineare Verläufe, da hier noch der wahre Überhitzungsgrad zur Berechnung des Verdampfungsmassenstroms und der Tropfentemperaturänderung berücksichtigt wird. Ab einer Tropfentemperatur von $T_D = 381 \text{ K}$ ($\rightarrow \Delta T = 10 \text{ K}$) ergibt sich ein linearer Verlauf, da die Berechnung nun auf Basis von $\Delta T_{eff} = \Delta T_{min} = 10 \text{ K}$ erfolgt.

Beim Wechsel der Modellierung an der Stelle $T_D = T_{Sat}$ ergibt sich ein Knick in den zeitlichen Verläufen. Grund dafür ist die unterschiedliche Berechnungsweise der Verdampfungs- bzw. Verdunstungsrate sowie der Temperaturänderung. Während für den überhitzten Tropfen knapp oberhalb von T_{Sat} noch $dT_D/dt \propto \Delta T_{eff}$ gilt, sind die Beträge der Änderungsraten unterhalb von T_{Sat} proportional zur Spaldingschen Massentransferzahl $B_M = (Y_{v,s} - Y_{v,\infty}) / (1 - Y_{v,s})$. Für Tropfentemperaturen knapp unterhalb der Siedetemperatur ergeben sich für die Dampfmassenfraktion an der Tropfenoberfläche $Y_{v,s}$ Werte nahe eins. Dies resultiert in einem sehr großen Verdunstungsmassenstrom und einer damit verbundenen starken Abkühlung des Tropfens.

Auch wenn der hier untersuchte Ansatz grundsätzlich dazu in der Lage ist, das Verdampfen und Verdunsten eines Tropfens zu beschreiben, sind die durch den Modellwechsel verursachten Unstetigkeiten in den Änderungsraten von Tropfentemperatur und normierter Oberfläche physikalisch nicht plausibel. Aus diesem Grund soll im nächsten Abschnitt der Modellansatz von Ra et al. [71, 72] analysiert werden, bei dem eine einheitliche Modellierung von Verdampfung und Verdunstung erfolgt.

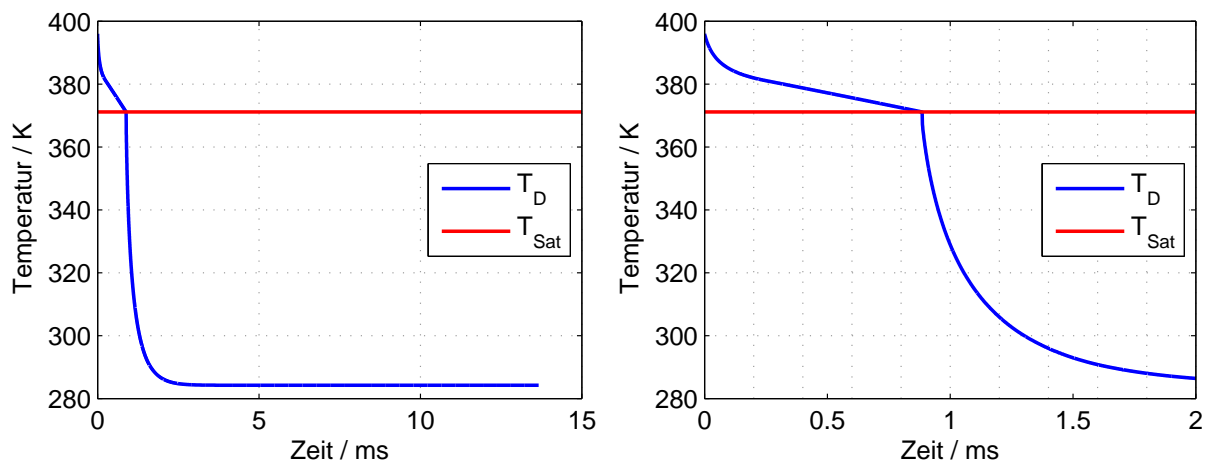


Abbildung 4.32: Zeitlicher Verlauf der Tropfentemperatur bei separater Modellierung von Verdampfung und Verdunstung,

Stoff: n-Heptan, $d_{D,0} = 15 \mu\text{m}$, $T_{D,0} = 396 \text{ K}$, $p_\infty = 1 \text{ bar}$, $T_\infty = 298 \text{ K}$

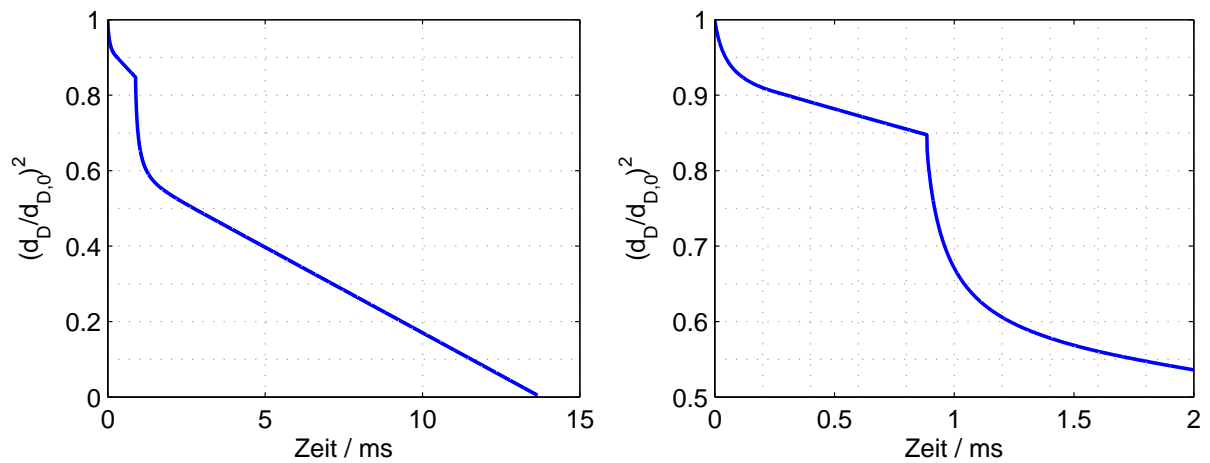


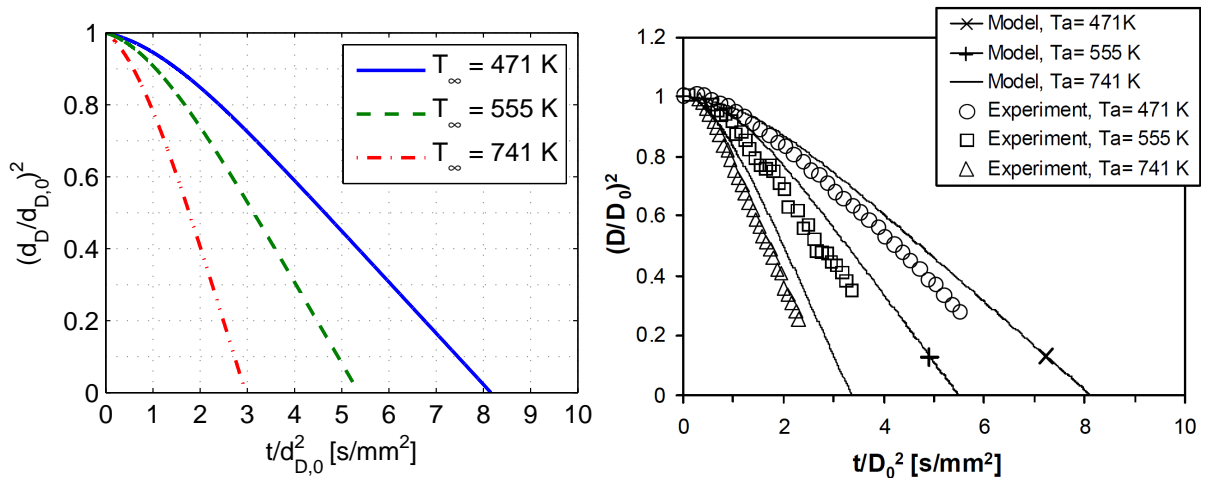
Abbildung 4.33: Zeitlicher Verlauf der Tropfentemperatur bei separater Modellierung von Verdampfung und Verdunstung,

Stoff: n-Heptan, $d_{D,0} = 15 \mu\text{m}$, $T_{D,0} = 396 \text{ K}$, $p_\infty = 1 \text{ bar}$, $T_\infty = 298 \text{ K}$

4.6.2 Einheitliche Modellierung von Verdampfung und Verdunstung

Wie bereits in Abschnitt 2.4.5 erläutert, wird in dem Modell von Ra et al. neben der Temperatur im Tropfeninneren T_D ebenfalls die Tropfenoberflächentemperatur T_s berechnet. Eine Einteilung in ein Verdunstungs- ($T_s < T_{Sat}$) und ein Verdampfungsregime ($T_s = T_{Sat}$) mit verschiedenen Modellansätzen existiert hierbei ebenfalls. Eine starre Modellwechselgrenze bei $T_D = T_{Sat}$ ist in diesem Ansatz allerdings nicht vorhanden. Durch den Vergleich der zu jedem Zeitschritt parallel berechneten Verdampfungs- bzw. Verdunstungsmassenströme kann der Wechsel zwischen Verdampfen und Verdunsten ohne Unstetigkeiten im Massenstrom und der Temperaturänderung, sowie unabhängig von der Temperatur im Tropfeninneren T_D , erfolgen.

Um einen direkten Vergleich mit der im vorherigen Abschnitt vorgestellten getrennten Modellierung zu ermöglichen, wurde dieser Ansatz in die Software AVL FIRE implementiert. Zur Überprüfung der Implementierung ist ein Vergleich der Simulationsergebnisse mit Daten aus der Literatur für die Verdunstung eines nicht überhitzten Einzeltropfens in Abbildung 4.34 dargestellt.



(a) Implementierung des Modells von Ra et al. in AVL FIRE

(b) Verläufe aus [72], simulative und experimentelle Ergebnisse

Abbildung 4.34: Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Verdunstung eines Einzeltropfens, Gegenüberstellung der Ergebnisse

Stoff: n-Heptan, $d_{D,0} = 600$ μ m, $T_{D,0} = 298$ K, $p_\infty = 1$ bar

Abgebildet sind die zeitlichen Verläufe der normierten Tropfenoberfläche bei verschiedenen Umgebungstemperaturen. Die Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen ist sehr gut. Minimale Abweichungen sind vermutlich auf Unterschiede im Simulationssetup,

dem Gitter und in der Modellierung der Gasphase zurückzuführen, da diese Punkte aus der Literatur im Detail nicht bekannt waren.

In einem nächsten Schritt erfolgte die Anwendung des Modells auf einen anfänglich überhitzten Einzeltropfen ($\Delta T = 19$ K), siehe Abbildung 4.35. Beim Betrachten des Verlaufs der Tropfentemperaturen wird deutlich, dass die Oberflächentemperatur T_s nur während eines sehr kurzen Zeitraums zu Beginn (etwa 50 μ s) der Siedetemperatur entspricht, was bedeutet, dass der Tropfen verdampft. Kurz danach kühlt sich die Oberfläche bereits stark ab, also verdunstet der Tropfen, obwohl die Temperatur im Inneren T_D noch einige Millisekunden über der Siedetemperatur T_{Sat} liegt. Erst nach etwa 25 ms gleichen sich die Temperaturen an der Oberfläche und im Inneren an, da der Tropfen nun annähernd die Kühlgrenztemperatur erreicht hat und keine innere Energie mehr für die Verdunstung aufgebracht wird. Die Änderungsraten der Temperaturen und der normierten Oberfläche sind nun, im Gegensatz zu dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ansatz, über den gesamten Zeitraum stetig.

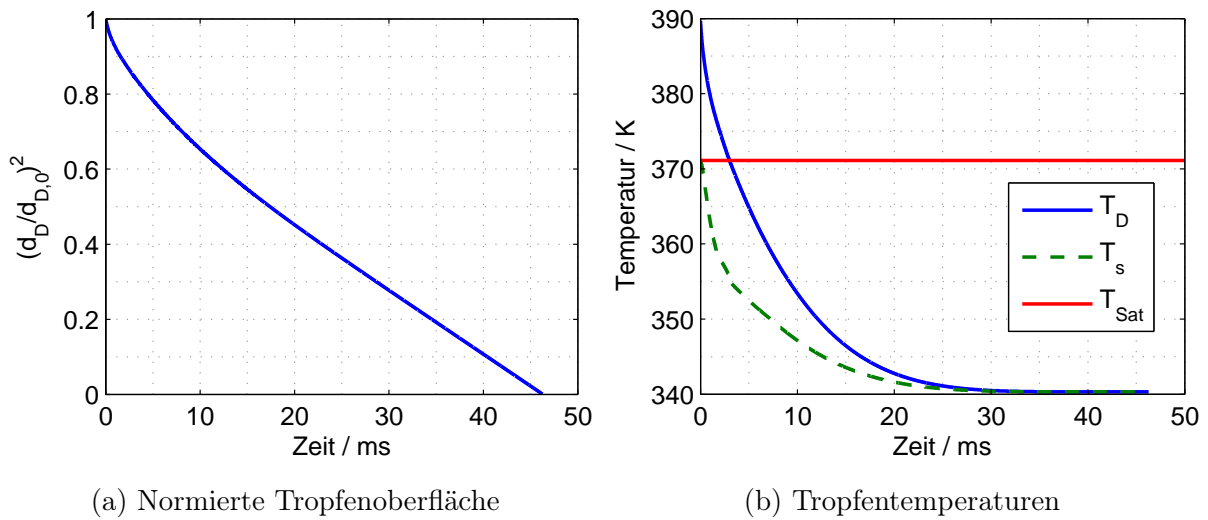


Abbildung 4.35: Ergebnisse der Implementierung des Modells von Ra et al. in AVL FIRE, Stoff: n-Heptan, $d_{D,0} = 100$ μ m, $T_{D,0} = 390$ K, $p_\infty = 1$ bar, $T_\infty = 500$ K

Zum Vergleich sind die Ergebnisse eines annähernd identischen Falls aus [72] in Abbildung 4.36 dargestellt. Die Simulationsergebnisse in der Literatur wurden mit dem Stoff iso-Oktan erzielt. Die benötigten Stoffdaten standen im Rahmen dieser Arbeit nicht vollständig zur Verfügung, weshalb zuvor der Stoff n-Heptan als Ersatz gewählt wurde, da beide Stoffe bei dem betrachteten Umgebungsdruck von $p_\infty = 1$ bar eine annähernd identische Siedetemperatur aufweisen.

Die Verläufe der normierten Oberfläche sowie der Tropfentemperaturen stimmen qualitativ sehr gut überein. Die Kühlgrenztemperatur, welche der Tropfen am Ende sei-

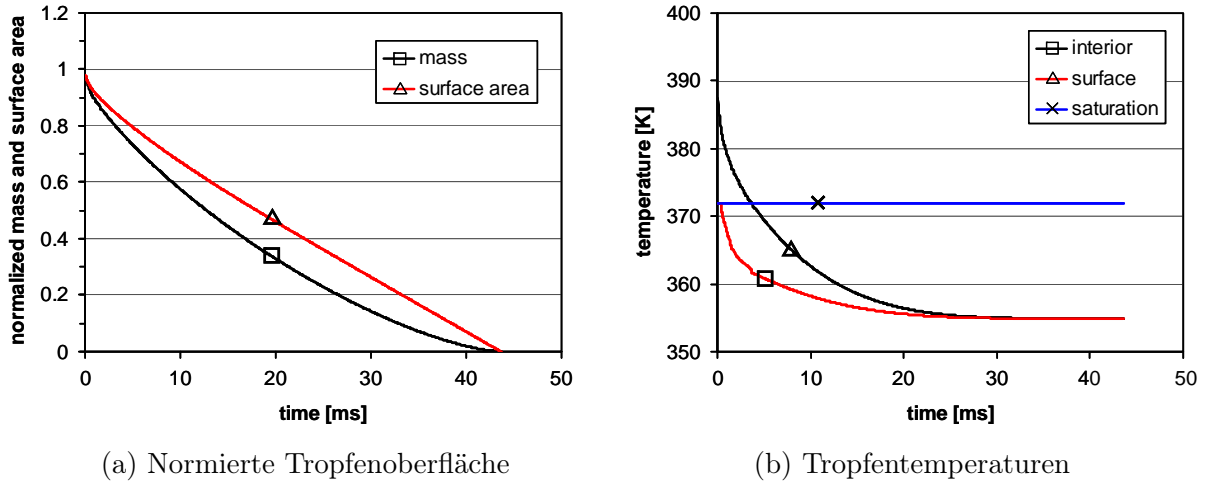


Abbildung 4.36: Ergebnisse aus [72],

Stoff: iso-Oktan, $d_{D,0} = 100 \mu\text{m}$, $T_{D,0} = 390 \text{ K}$, $p_\infty = 1 \text{ bar}$, $T_\infty = 500 \text{ K}$

ner Lebenszeit erreicht, liegt im Fall von iso-Oktan etwa 15 K über der im Fall mit n-Heptan. Der Grund hierfür liegt vor allem in den unterschiedlichen Verdunstungsenthalpien (n-Heptan: $\Delta h_v = 365 \text{ kJ/kg}$, iso-Oktan: $\Delta h_v = 308 \text{ kJ/kg}$ bei $T = 25 \text{ °C}$ [53]).

Derselbe Testfall wurde zum Vergleich zusätzlich mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ansatz mit separater Verdampfungs- / Verdunstungsmodellierung simuliert, siehe Abbildung 4.37.

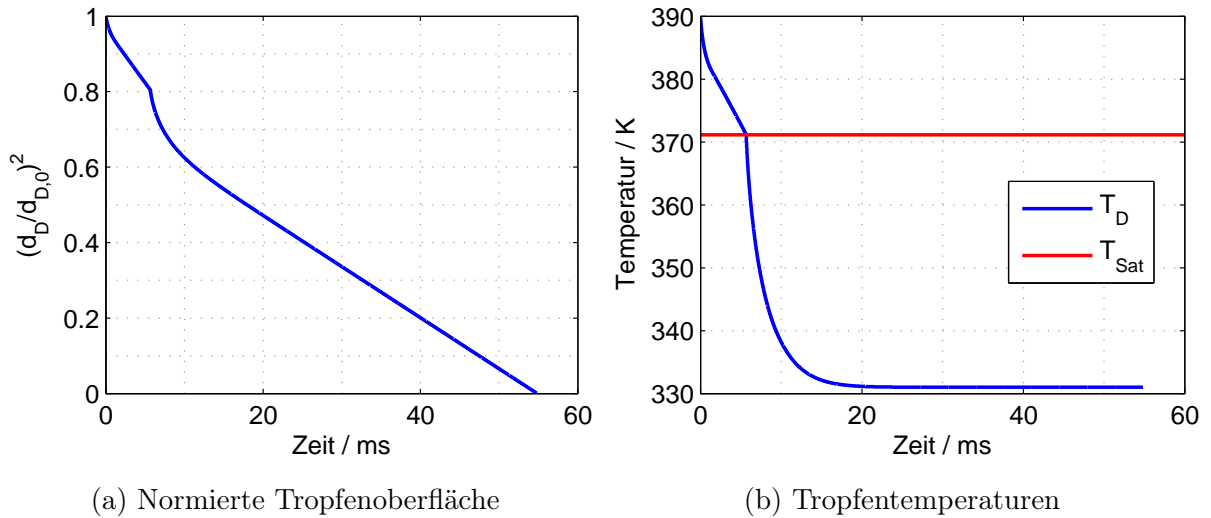


Abbildung 4.37: Ergebnisse bei separater Modellierung von Verdampfung und Verdunstung,

Stoff: n-Heptan, $d_{D,0} = 100 \mu\text{m}$, $T_{D,0} = 390 \text{ K}$, $p_\infty = 1 \text{ bar}$, $T_\infty = 500 \text{ K}$

Die für diesen Ansatz charakteristischen Knicke in den Verläufen sind auch hier zu erkennen. Insgesamt ergibt sich eine knapp 20 % längere Tropfenlebensdauer als mit dem Ansatz von Ra et al. Innerhalb der ersten 10 ms ist ein deutlich steilerer Abfall der Tropfentemperatur zu beobachten, was in der bereits erwähnten Spalding'schen Annahme bezüglich des Massentransfers in Kombination mit dem Rapid-Mixing-Ansatz ($T_D = T_s$) begründet liegt. Außerdem stellt sich in diesem Fall eine um etwa 10 K niedrigere Kühlgrenztemperatur ein, da sich die Modellierung des Stoff- und Wärmetransports an der Tropfenoberfläche bei den Modellen von Ra et al. und Abramzon et al. ebenfalls unterscheidet. Eine Aussage darüber, welche Lösung der Realität diesbezüglich eher entspricht, kann allerdings mangels experimenteller Daten nicht getroffen werden.

4.6.3 Fazit der numerischen Simulation von Einzeltropfen

Auf Basis dieser Untersuchungen lässt sich zusammenfassend festhalten, dass der Modellansatz von Ra et al. physikalisch plausiblere Ergebnisse liefert und aus diesem Grund für die Simulation von Sprays mit überhitztem Kraftstoff zu bevorzugen ist. Andererseits ist die Form der zeitlichen Verläufe von Tropfentemperatur und Tropfendurchmesser in der Spraysimulation meist nur von untergeordnetem Interesse. Primär relevant ist vor allem die Lebensdauer des Tropfens, da diese maßgeblich dafür verantwortlich ist, wie viel flüssige Masse sich beispielsweise an den Brennraumwänden oder am Kolbenboden ablagern kann. Die Tropfenlebensdauer unterscheidet sich bei dem betrachteten Testfall abhängig vom Modellansatz zwar merklich, allerdings kann diesbezüglich aufgrund fehlender experimenteller Daten zur Lebensdauer von überhitzten Tropfen keine abschließende Empfehlung ausgesprochen werden. Der Ansatz mit separater Modellierung von Verdampfung und Verdunstung sollte deswegen als Alternative nicht a priori ausgeschlossen werden.

Kapitel 5

Numerische Untersuchungen von überhitzten Sprays

Basierend auf dem im letzten Kapitel vorgestellten Modellansatz für den Strahlzerfall von überhitzten Sprays wurden in diesem Kapitel zunächst numerische Untersuchungen zum Einfluss signifikanter Faktoren wie Kraftstofftemperatur, Raildruck oder nomineller Spraygeometrie auf das Verhalten des Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen durchgeführt. Anhand von Gegenüberstellungen mit experimentellen Daten erfolgte hierbei gleichzeitig die Überprüfung der Ergebnisse auf Plausibilität. Um ein besseres Verständnis der überhitzungsbedingten Spraykontraktion zu gewinnen, wurde zudem die Druckverteilung im Injektornahfeld analysiert. Anschließend wurde mittels 3D-CFD die Einspritzung und Gemischbildung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung untersucht. Im Fokus stand hierbei der Vergleich von Ergebnissen des gleichen Motorbetriebspunktes mit und ohne Berücksichtigung von Kraftstoffüberhitzung.

5.1 Numerische Untersuchungen an einer stationären Spraykammer

In diesem Abschnitt wurde untersucht, ob der in Kapitel 4.5 vorgestellte Modellansatz in der Lage ist, überhitzte Sprays von Mehrlochinjektoren für Benzindirekteinspritzung sowie deren Verhalten in Abhängigkeit diverser Einflussfaktoren, realistisch abzubilden. Wie bereits in den vorherigen Kapiteln mehrfach erörtert, spielen hierbei vor allem die Überhitzung bzw. Kraftstofftemperatur, der Raildruck und die nominelle Spraygeometrie eine Rolle. Diese Einflussfaktoren sollen im Folgenden variiert werden, um deren Auswirkungen auf das Spray zu beurteilen.

Das numerische Setup, auf dem diese Untersuchungen basieren, entspricht weitestgehend

dem der in Abschnitt 4.2 durchgeführten numerischen Vorstudie, wobei nun zusätzlich der in Abschnitt 4.5 entwickelte empirische Ansatz für die Modellierung des Flash Boiling bedingten Strahlzerfalls zur Anwendung kam. Der Druck in der Kammer lag konstant bei $p_{Kammer} = 0.4$ bar und die Temperatur der Luft in der Kammer bei $T_{Kammer} = 20$ °C.

5.1.1 Einfluss der nominellen Spraygeometrie bei variiertem Kraftstofftemperatur

Zunächst soll die in diesem Abschnitt untersuchte Problematik anhand experimenteller Untersuchungen von Parrish et al. [63] diskutiert werden. Der Einfluss der nominellen Spraygeometrie sowie der Kraftstofftemperatur auf das Spray ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

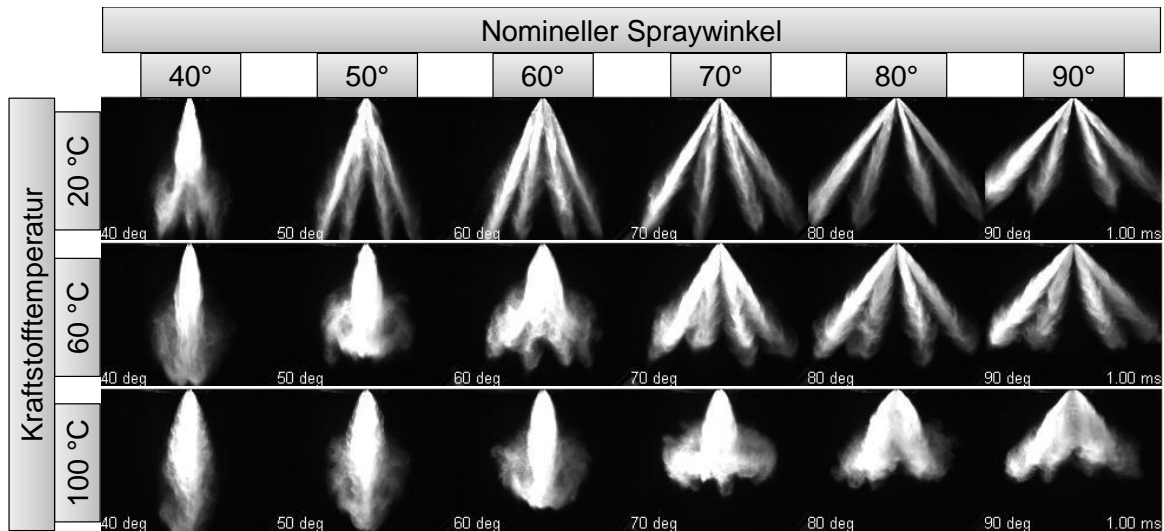


Abbildung 5.1: Einfluss der Kraftstofftemperatur und des nominellen Spraywinkels auf das Spray (aus [63]), $p_{Kammer} = 0.4$ bar, $T_{Kammer} = 20$ °C, $p_{Rail} = 200$ bar

Abgebildet sind hierbei Streulichtaufnahmen von Sprays verschiedener Injektoren zum Zeitpunkt 1 ms nach Ansteuerbeginn. Bei den Injektoren handelt es sich um Achtlochinjektoren mit einer rotationssymmetrischen Spraygeometrie. Diese unterscheiden sich ausschließlich bezüglich des nominellen Spraywinkels, welcher als Winkel zwischen Lochrichtungsachsen der beiden äußersten Spritzlöcher definiert ist.

Die Aufnahmen zeigen, dass eine zunehmende Überhitzung, abhängig von der nominellen Spraygeometrie, deutlich unterschiedliche Auswirkungen auf das Spray hat. Betrachtet man das Spray des Injektors mit einem nominellen Spraywinkel von 90°, so ist zu erkennen, dass eine Temperaturerhöhung des Kraftstoffs von 20 auf 60 °C bis auf eine minimale

Reduktion der Penetration keine wesentlichen Auswirkungen hat. Bei einer weiteren Temperaturerhöhung auf 100 °C zeigt sich eine leichte Kontraktion des Sprays. Die einzelnen Strahlen sind optisch nicht mehr eindeutig voneinander zu trennen. Außerdem kann eine deutliche Abnahme der Penetration beobachtet werden.

Bei kleineren nominellen Spraywinkeln zeigt sich ein deutlich anderes Verhalten. So kann bei dem Spray mit einem nominellen Spraywinkel von 50° im Fall von 60 °C bereits eine signifikante Änderung im Vergleich zum Fall mit 20 °C Kraftstofftemperatur beobachtet werden. Durch die Temperaturerhöhung kollabieren die einzelnen Strahlen vollständig und die Penetration geht merklich zurück. Bei einer Kraftstofftemperatur von 100 °C nimmt die Penetration wieder zu und liegt nun sogar minimal über dem Niveau des Falls mit 20 °C Kraftstofftemperatur.

Um den Einfluss des nominellen Spraywinkels zu berücksichtigen, wurden für die Simulationen im Folgenden zwei verschiedene Sprayvarianten untersucht, siehe Abbildung 5.2. Zum einen wurde erneut das Spray des bereits zuvor (Abschnitt 4.2) untersuchten Mehrlochinjektors (= Spray A) simuliert. Der nominelle Spraywinkel von Spray A beträgt etwa 95°. Für die zweite Variante (= Spray B) wurden die Lochrichtungsachsen der einzelnen Spritzlöcher gleichmäßig Richtung Sprayzentrum geneigt. Der nominelle Spraywinkel von Spray B beträgt etwa 60°.

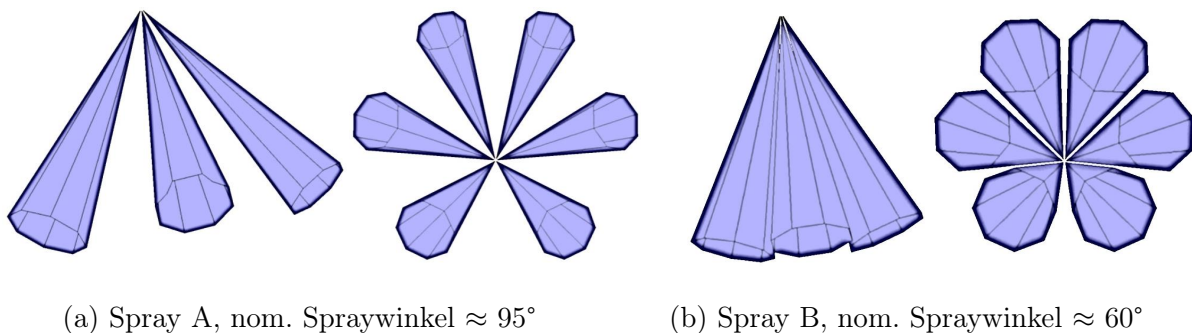


Abbildung 5.2: Schematische Darstellungen der betrachteten Spraygeometrien, Ansicht seitlich und von unten

Der Einfluss der Kraftstofftemperatur auf Spray A ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Im Fall von 20 °C ist der Kraftstoff nicht überhitzt und die nominelle Spraygeometrie bleibt erhalten. Eine Erhöhung der Temperatur auf 90 °C führt zu einer leichten Interaktion der Strahlen und einer damit verbundenen einsetzenden Spraykontraktion. Eine moderate Abnahme der Spraypenetration ist ebenfalls zu beobachten. Bei einer weiteren Anhebung der Kraftstofftemperatur auf 120 °C ist eine starke Spraykontraktion zu beobachten. Die Spraypenetration ist im Vergleich zum nicht überhitzten Spray deutlich reduziert.

Analog zu den Messdaten von Parrish et al. ergibt sich auch in der Simulation für kleinere

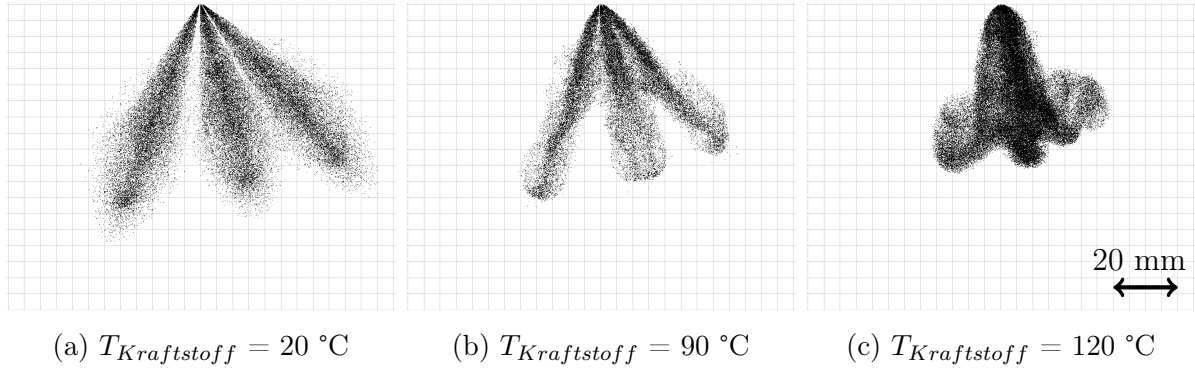


Abbildung 5.3: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf Spray A

$p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 20\text{ °C}$, $p_{Rail} = 200\text{ bar}$, $t_{nSEB} = 0.8\text{ ms}$

nomielle Spraywinkel eindeutig ein anderes überhitzungsabhängiges Sprayverhalten, siehe Spray B in Abbildung 5.4. Während das Spray bei einer Kraftstofftemperatur von 20 °C annähernd der Nominalgeometrie entspricht, führt eine Temperaturerhöhung auf 90 °C bereits zu einer starken Strahlinteraktion und einem damit verbundenen Spraykollaps. Die Penetration des Sprays nimmt dabei zunächst noch ab. Durch eine weitere Anhebung der Temperatur auf 120 °C werden aufgrund der weiter zunehmenden Aufweitung der Einzelstrahlen die Strahlinteraktion sowie der Kollaps zu einem einzelnen Hauptstrahl nochmals verstärkt. Dies hat zur Folge, dass die Penetration des Sprays stark zunimmt und dabei sogar das Niveau des Falls mit $T_{Kraftstoff} = 20\text{ °C}$ (ohne Überhitzung) übersteigt.

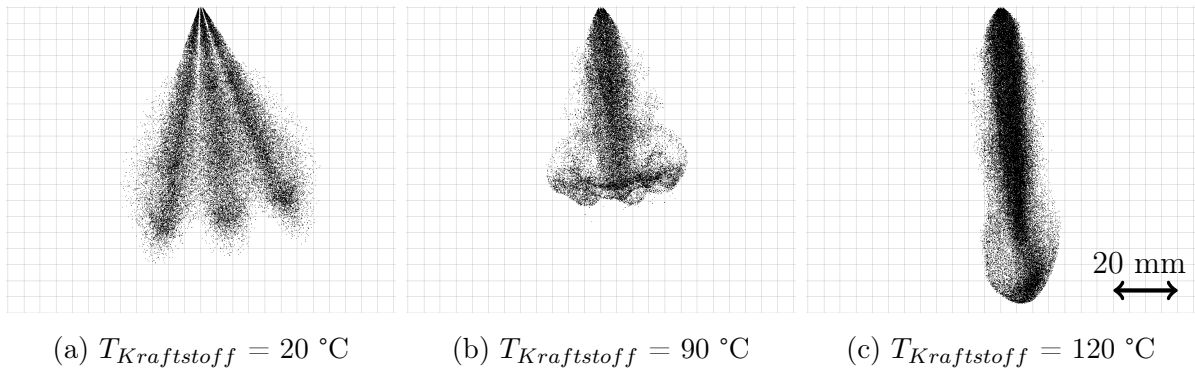


Abbildung 5.4: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf Spray B

$p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 20\text{ °C}$, $p_{Rail} = 200\text{ bar}$, $t_{nSEB} = 0.8\text{ ms}$

Bezüglich des Einflusses der nominellen Spraygeometrie auf überhitzungsbedingte Phänomene wie den einsetzenden Spraykollaps und die Änderung der Spraypenetration lässt sich zusammenfassend sagen, dass die Spraysimulation im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen von Parrish et al. [63] qualitativ sehr gut übereinstimmende Ergebnisse liefert.

5.1.2 Einfluss des Raildrucks auf die Spraygeometrie von überhitzten Sprays

Während die Kraftstofftemperatur und der Kammer- bzw. Brennraumdruck zum Zeitpunkt der Einspritzung einen direkten Einfluss auf die Überhitzung des Kraftstoffs und damit die Flash Boiling Neigung haben, ist der Raildruck zumindest im Bezug auf die grundlegenden Wirkzusammenhänge beim Verdampfen des Kraftstoffs von untergeordneter Bedeutung. Allerdings wurde bei den Spraykammermessungen im vorherigen Kapitel (Abschnitt 4.1 und 4.3) deutlich, dass eine Änderung des Raildrucks bei ansonsten identischen Randbedingungen drastische Auswirkungen auf die Geometrie von überhitzten Sprays haben kann.

Bei der Entwicklung des empirischen Modellansatzes für die Simulation von überhitzten Sprays wurde der Einfluss des Raildrucks auf den Strahlzerfall berücksichtigt. Im Folgenden wurden analog zu den Testfällen aus dem vorherigen Abschnitt Spraysimulationen bei verschiedenen Kraftstofftemperaturen und mit unterschiedlichen nominellen Spraygeometrien bei einem Raildruck von 50 bar durchgeführt. Durch die Verminderung des Raildrucks halbiert sich zum einen der Kraftstoffmassenstrom. Zum anderen ergibt sich im nicht überhitzten Fall durch den weniger stark ausgeprägten Strahlzerfall ein größerer mittlerer Tropfendurchmesser, welcher in der Simulation mit $SMD = 21 \mu m$ angenommen wurde.

Abbildung 5.5 zeigt für Spray A einen Vergleich von simulierten Sprays mit und ohne Überhitzung sowie eine Gegenüberstellung mit einer Mie-Streulichtmessung (Mittelwertbild) zum Zeitpunkt $t_{nSEB} = 1.5 \text{ ms}$.

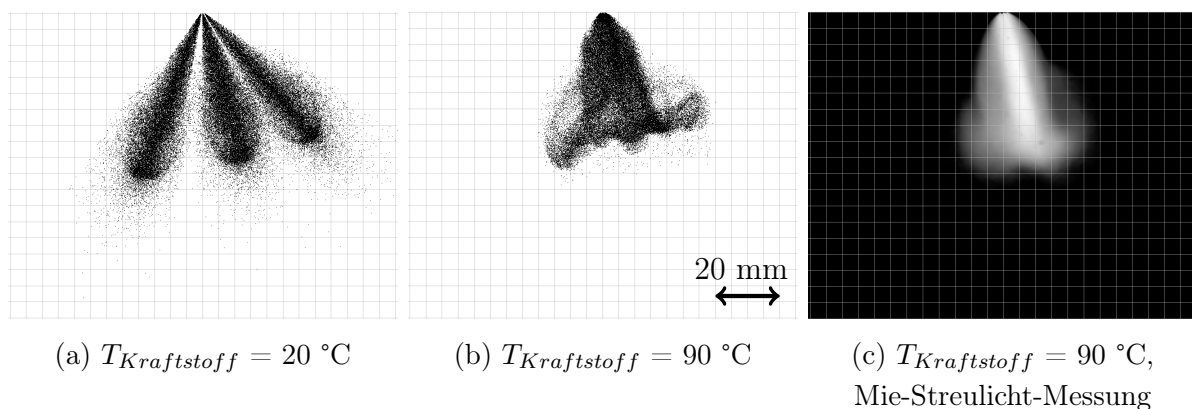


Abbildung 5.5: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf Spray A

$$p_{Kammer} = 0.4 \text{ bar}, T_{Kammer} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}, p_{Rail} = 50 \text{ bar}, t_{nSEB} = 1.5 \text{ ms}$$

Während die Geometrie des Sprays bei einer Kraftstofftemperatur von $90 \text{ }^{\circ}\text{C}$ im Fall von $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$ (vgl. Abbildung 5.3b) nur minimal durch Flash Boiling beeinflusst wird,

kann im Fall von $p_{Rail} = 50$ bar ein fast vollständiger Spraykollaps beobachtet werden. Der Grund hierfür ist die zunehmende Aufweitung der einzelnen Strahlen, welche im Zusammenhang mit dem abnehmenden Axialimpuls des Strahls steht, und die damit verbundene verstärkte Strahlinteraktion. Die Penetration des Sprays geht im Vergleich zum Fall ohne Überhitzung leicht zurück. Sowohl hinsichtlich des Kollapsverhaltens als auch der Penetration stimmen Simulation und Mie-Streulichtmessung sehr gut überein. Die Betrachtung eines Testfalls mit $T_{Kraftstoff} = 120$ °C in der Simulation war im Fall von Spray A und $p_{Rail} = 50$ bar aufgrund mangelhafter Konvergenz in der Simulation nicht möglich. Hierbei kommt es bei sehr starker Überhitzung sowie starker Strahlinteraktion vereinzelt zu einem irregulären Verhalten bei der Berechnung der Quellterme für den Stofftransport in die eulersche Gasphase, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht behoben werden konnten. Der bereits im vorherigen Abschnitt diskutierte Einfluss der nominellen Spraygeometrie ist auch bei einem Raildruck von 50 bar zu beobachten, was die Simulationsergebnisse auf Basis von Spray B nahe legen, siehe Abbildung 5.6.

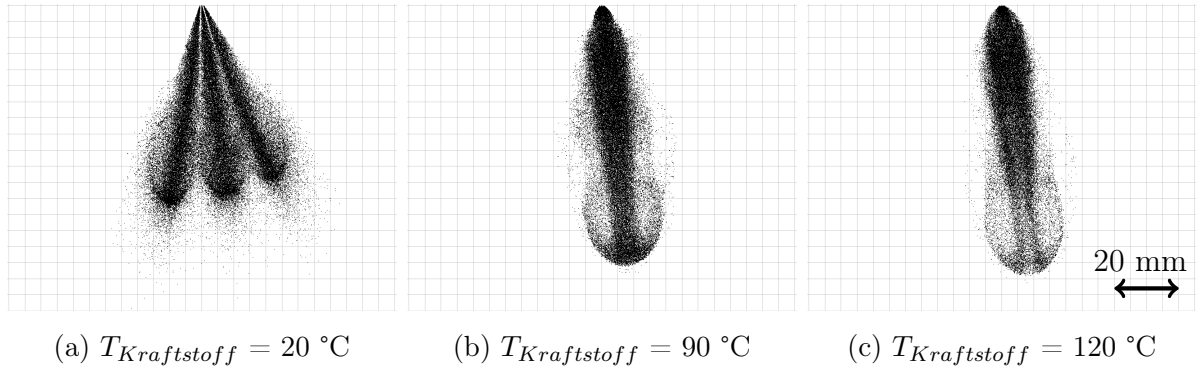


Abbildung 5.6: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf Spray B

$p_{Kammer} = 0.4$ bar, $T_{Kammer} = 20$ °C, $p_{Rail} = 50$ bar, $t_{nSEB} = 1.5$ ms

Auch hier kollabiert das Spray bei einer Kraftstofftemperatur von 90 °C bereits vollständig. Im Gegensatz zum Fall mit $p_{Rail} = 200$ bar liegt die Spraypenetration nun allerdings bereits deutlich über der des Falls ohne Überhitzung. Dieses raildruckabhängige Verhalten lässt sich durch die Wechselwirkung zweier überhitzungsbedingter Effekte erklären:

1. Die mittlere Tropfengröße nimmt in Folge der Überhitzung ab. Je niedriger der Raildruck, umso größer sind allerdings die Sekundärtropfen nach dem überhitzungsbedingten Zerfall, weshalb Trägheitseffekte dominanter werden und die Abbremsung der Tropfen durch die Gasphase weniger stark ausgeprägt ist.
2. Gleichzeitig nimmt die Strahlaufweitung und damit die Strahlinteraktion bei kleineren Raildrücken zu. Eine zunehmende Strahlinteraktion führt wiederum zu einem

immer stärker ausgeprägten Kollaps der einzelnen Strahlen zu einem Hauptstrahl, wodurch die Tropfen durch Windschatteneffekte ebenfalls weniger stark abgebremst werden.

Eine weitere Anhebung der Kraftstofftemperatur auf 120 °C führt nicht mehr zu einer signifikanten Änderung des bereits vollständig kollabierten Sprays.

Als Zwischenfazit lässt sich festhalten, dass der entwickelte empirische Ansatz zur Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls sehr gut in der Lage ist, die Beobachtungen aus experimentellen Untersuchungen zum Einfluss von Kraftstofftemperatur, Raildruck und nomineller Spraygeometrie auf Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen abzubilden. Dies stellt eine deutliche Verbesserung der bisherigen Möglichkeiten dar, den Einfluss diverser für die Gemischbildung, Verbrennung und Emissionsentstehung verantwortlicher Faktoren noch genauer mit Hilfe von 3D-CFD-basierten Motorsimulationen zu analysieren. Beispielhaft folgt dafür die Anwendung dieses Modells in mehreren Simulationen von Einspritzung und Gemischbildung in einem typischen Ottomotor mit Benzin-direkteinspritzung in Abschnitt 5.2.

5.1.3 Druckverteilung im Injektornahfeld

Zum besseren Verständnis des durch Flash Boiling verursachten Spraykollapses soll an dieser Stelle noch genauer auf die Zustände der Gasphasenströmung im Injektornahfeld eingegangen werden. Bereits zuvor wurde festgestellt, dass das Spray des Sechslöchinjektors unter Flash-Boiling-Bedingungen eine in Abhängigkeit von der Überhitzung mehr oder weniger stark ausgeprägte Glockenform aufweist. Bereits in Kapitel 4 wurde die Vermutung aufgestellt, dass der Grund hierfür eine Unterdruckregion im Zentrum des Sprays ist, so dass sich eine auf die Tropfen wirkende resultierende Kraft in Richtung des Sprayzentrums ergibt, welche eine Krümmung der einzelnen Strahlen zur Folge hat.

Die Verteilung des statischen Drucks im Bereich des Sprays kann experimentell nur schwer erfasst werden. Demgegenüber sind die Informationen über die Zustände in der Gasphase, wie Druck, Temperatur, Geschwindigkeit, etc., in der Simulation zu jedem berechneten Zeitpunkt verfügbar, was eine Analyse des Druckfeldes im Injektornahbereich ermöglicht. Im Folgenden wird dazu das Druckfeld während der quasistationären Phase der Einspritzung auf einer Schnittebene dargestellt, welche in einem Abstand von 2.5 mm zum Lochaustritt positioniert und senkrecht zur Injektorachse ausgerichtet ist. Der dargestellte Wertebereich wurde dabei so gewählt, dass die untere Grenze dem von Fall zu Fall unterschiedlichen Druckminimum auf dieser Ebene entsprach. Abbildung 5.7 zeigt den Einfluss der Überhitzung auf das Druckfeld für Spray A und B bei einem Raildruck von 200 bar. Bei einer Kraftstofftemperatur von 20 °C sind für Spray A und B jeweils sechs individuelle

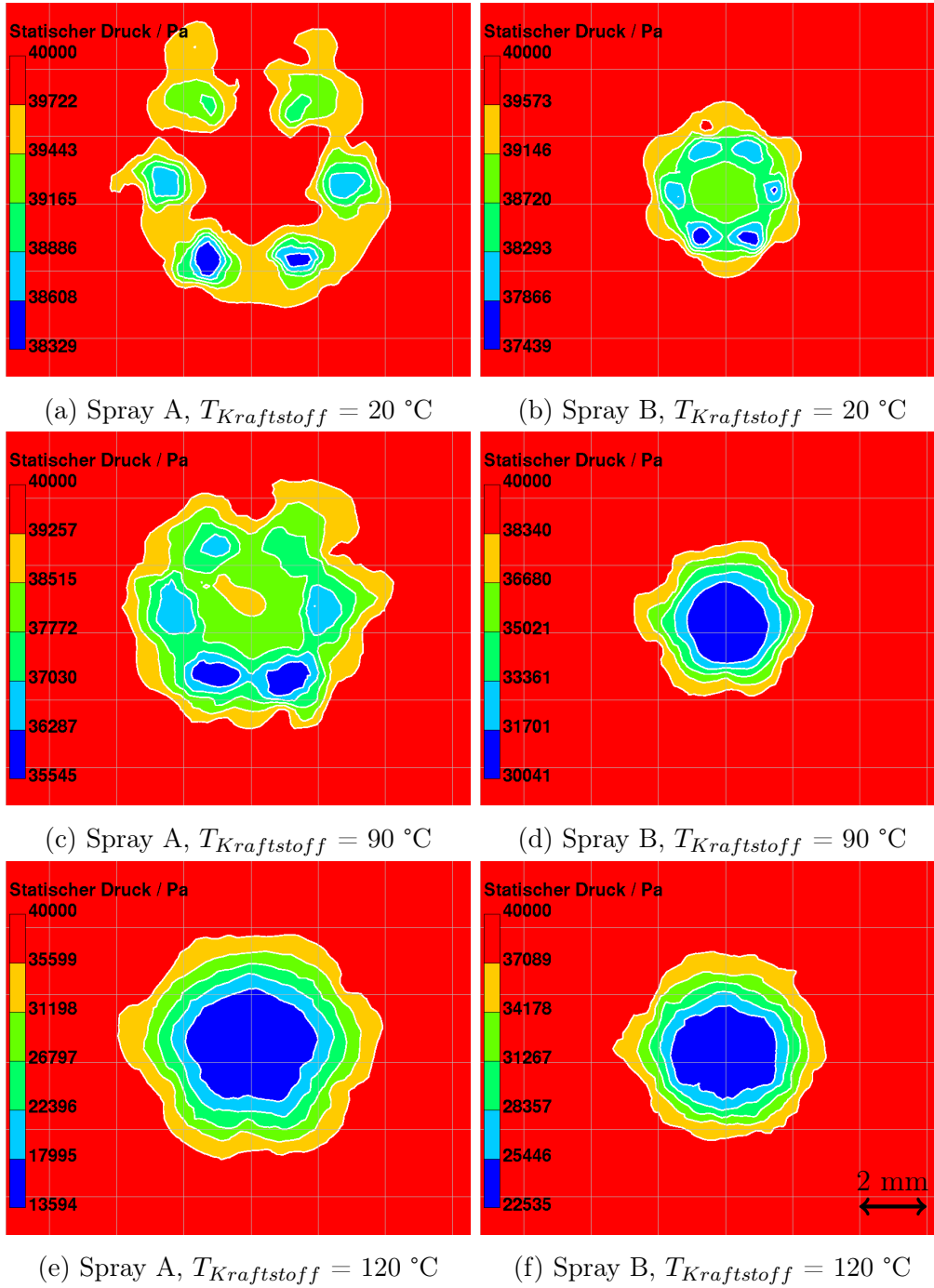


Abbildung 5.7: Einfluss der Überhitzung auf die Druckverteilung im Injektornahfeld,
 $p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 20\text{ °C}$, $p_{Rail} = 200\text{ bar}$

Unterdruckregionen im Bereich der einzelnen Strahlen zu erkennen, welche im Wesentlichen durch das Entrainment von Luft in den Strahl und den hohen lokalen Strömungsgeschwindigkeiten verursacht werden. Der Druck fällt hierbei nur um wenige Kilopascal ab.

Im Zentrum von Spray A herrscht der gleiche Druck wie in der Umgebung des Sprays, da der Abstand zwischen den einzelnen Strahlen noch ausreichend groß ist, um das Sprayzentrum zu „belüften“. Bei Spray B mit einem deutlich kleineren nominellen Spraywinkel überlappen sich die Strömungsfelder der einzelnen Strahlen bereits minimal. Diese Überlappung der einzelnen durch die Strahlen induzierten Regionen hoher Gasgeschwindigkeiten ist auch noch im Sprayzentrum zwischen den sechs Strahlen wirksam, weshalb dort ein leichter Unterdruck entsteht.

Durch die überhitzungsbedingte Strahlaufweitung ist ein ähnlicher Zustand im Fall von Spray A bei einer Kraftstofftemperatur von 90 °C zu beobachten. Die strahlindividuellen Unterdruckregionen sind hier noch voneinander getrennt. Gleichzeitig sinkt der Druck aufgrund des Tropfenzerfalls und des damit verbundenen erhöhten Impulsaustauschs mit der Gasphase lokal weiter ab. Im Fall von Spray B führen dieselben Randbedingungen zu einer ausgeprägten Überlappung der Strahlen, so dass das Sprayzentrum gegenüber der Umgebung komplett isoliert ist und der Druck im Zentrum in der Folge auf etwa 30 kPa abfällt. Dieser Druckunterschied zwischen Sprayzentrum und der Umgebung führt zu der beobachteten Glockenform des Sprays im Injektornahfeld.

Bei einer weiteren Erhöhung der Kraftstofftemperatur kommt es zu einer so massiven Strahlaufweitung, dass sich auch im Fall von Spray A die einzelnen Strahlen stark überlappen. Aufgrund des größeren nominellen Spraywinkels von Spray A und der kleinen Sekundärtropfen ist die radiale Komponente der strahlinduzierten Geschwindigkeit verhältnismäßig groß. Dadurch kommt es zu einem extremen Druckabfall im Zentrum des Sprays auf etwa 14 kPa, weshalb nun auch die einzelnen Strahlen von Spray A beinahe vollständig zu einem Hauptstrahl kollabieren. Durch die im Vergleich zum Fall mit $T_{Kraftstoff} = 90\text{ °C}$ nun noch kleineren Tropfen und dem damit verbundenen erhöhten Impulsaustausch sinkt der Druck im Sprayzentrum auch im Fall von Spray B weiter ab. Bemerkenswert ist allerdings, dass dieser beinahe 10 kPa über dem Wert im Fall von Spray A liegt. Die hier dargestellten Ergebnisse erklären, warum Sprays mit einem größeren nominellen Spraywinkel bzw. einem größeren Abstand zwischen den einzelnen Strahlen weniger anfällig für einen überhitzungsbedingten Spraykollaps sind.

Für die betrachteten Fälle mit einem angenommenen Raildruck von 50 bar ist das Druckfeld in Abbildung 5.8 dargestellt. Grundsätzlich lässt sich hierbei feststellen, dass sich aufgrund der nun in etwa halbierten Tropfengeschwindigkeiten geringe Druckabsenkungen ergeben. Eine Rolle spielen bei einem niedrigeren Raildruck auch die im Mittel größeren Tropfen und der dadurch reduzierte Impulsaustausch mit der Gasphase. Entsprechend ergeben sich in beiden Fällen ohne Überhitzung Druckabsenkungen von nur wenigen 100 Pa im Bereich der einzelnen Strahlen. Wird die Kraftstofftemperatur auf 90 °C erhöht, ergibt sich eine größere überhitzungsbedingte Strahlaufweitung als bei einem Raildruck von

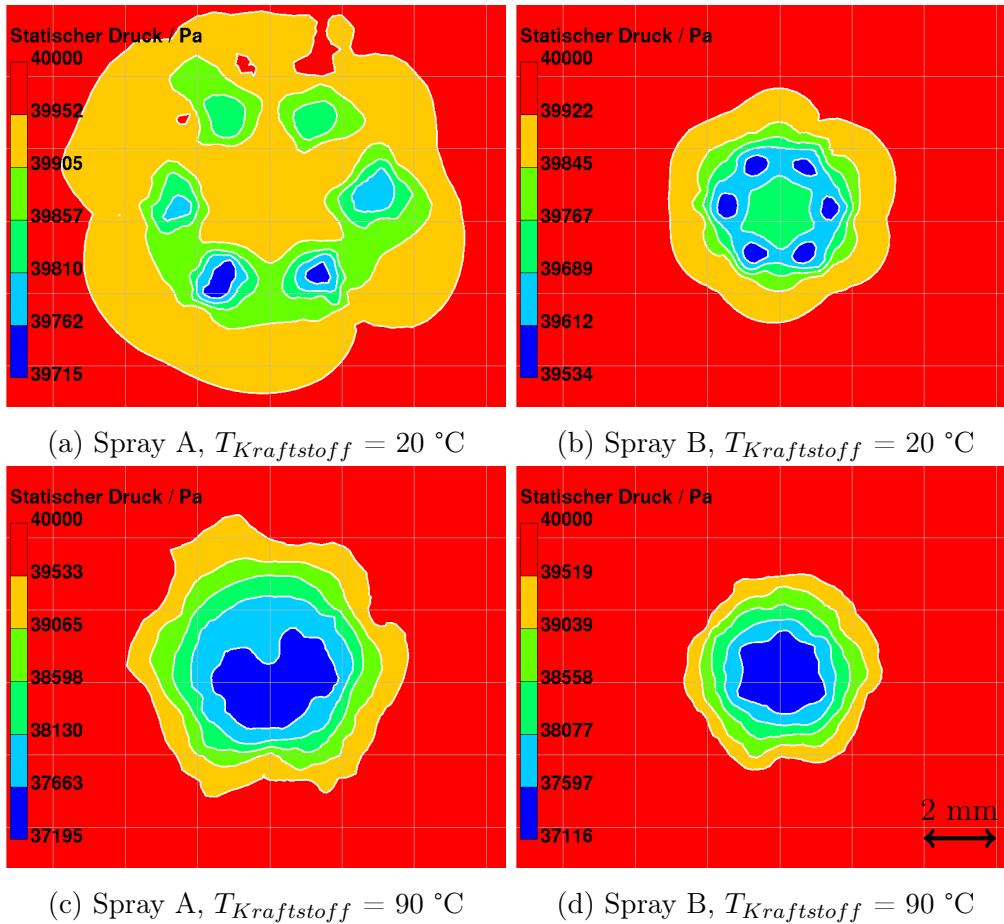


Abbildung 5.8: Einfluss der Überhitzung auf die Druckverteilung im Injektornahfeld,
 $p_{Kammer} = 0.4\text{ bar}$, $T_{Kammer} = 20\text{ °C}$, $p_{Rail} = 50\text{ bar}$

200 bar. Daher kommt es nicht nur bei Spray B, sondern auch bei Spray A zu einer teilweisen Überlappung der Einzelstrahlen. In beiden Fällen führt dies zu einer Druckabsenkung im Zentrum des Sprays um etwa 3 kPa. Obwohl die Druckabsenkung im Sprayzentrum nun deutlich geringer ausfällt als im Fall mit $p_{Rail} = 200\text{ bar}$, ist in den Spraybildern ein ausgeprägter Spraykollaps zu beobachten, was anhand der längeren resultierenden Verweildauer der Tropfen im Bereich der Unterdruckregion (langsamere Tropfengeschwindigkeiten sowie größere Ausdehnung der Unterdruckregion aufgrund der breiteren Einzelstrahlen) erklärt werden kann. Dies erklärt auch die Raildrucksensitivität eines Sprays bezüglich des überhitzungsbedingten Spraykollapses.

5.2 Simulation von Einspritzung und Gemischbildung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung

Die bisherigen Erkenntnisse in dieser Arbeit lassen bereits den Schluss zu, dass überhitzte Sprays einen wesentlichen Einfluss auf den Einspritzvorgang in Bezug auf Gemischbildung, Homogenisierung und Wandbenetzung und damit auch auf die bei der Verbrennung entstehenden Schadstoffemissionen und den Verbrauch eines Ottomotors haben können. Um diesen Einfluss genauer untersuchen zu können, wurden mehrere Motorsimulationen mit und ohne Berücksichtigung von Kraftstoffüberhitzung durchgeführt. Hierbei wurde auf CAD-Geometriedaten eines typischen Ottomotors mit Benzindirekteinspritzung und zentraler Einbaulage des Injektors zurückgegriffen. Das betrachtete Simulationsgebiet umfasste einen einzelnen Zylinder inklusive etwa 10 cm langer Teilstücke von Saugrohr und Abgaskrümmen. Die relevanten geometrischen Spezifikationen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Anzahl der Gitterpunkte lag je nach Zeitpunkt zwischen 1.5 und 3.5 Millionen.

Größe	Wert	Einheit
Kolbenhub	90	mm
Bohrungsdurchmesser	85	mm
Hubraum	500	cm ³
Einlassventile	2	-
Auslassventile	2	-
Geom. Verdichtungsverhältnis	10.2 : 1	-

Tabelle 5.1: Geometrische Spezifikationen der untersuchten Motorgeometrie

Bei dem untersuchten Betriebspunkt lag die Motordrehzahl bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ und der indizierte Mitteldruck bei $p_{mi} = 3 \text{ bar}$. Für die in der Simulation benötigten Rand- und Anfangsbedingungen, die entsprechenden Ventilsteuerzeiten sowie sonstige Motorbetriebsparameter des betrachteten Aggregats konnte auf Daten zurückgegriffen werden, welche zuvor an einem Motorprüfstand experimentell ermittelt wurden. Die verwendeten Ventilhubkurven sowie Druckrandbedingungen sind in Abbildung 5.9 dargestellt.

Die Simulation startet zu dem Zeitpunkt, bei dem die Auslassventile öffnen (100 °KW nZOT) und die Verbrennungsprodukte aus dem Brennraum ausgeschoben werden, und endet zum Zündzeitpunkt (ZZP) bei $t = 700 \text{ °KW nZOT}$. Zündung und Verbrennung wurden hierbei nicht betrachtet, da der Fokus der Untersuchungen auf der Einspritzung und Gemischbildung lag.

Der sichtbare Einspritzbeginn (SEB) lag bei $t = 437 \text{ °KW nZOT}$. Der Druck im Saugrohr betrug zu diesem Zeitpunkt etwas mehr als 0.4 bar. Das Durchströmen der Einlassventile

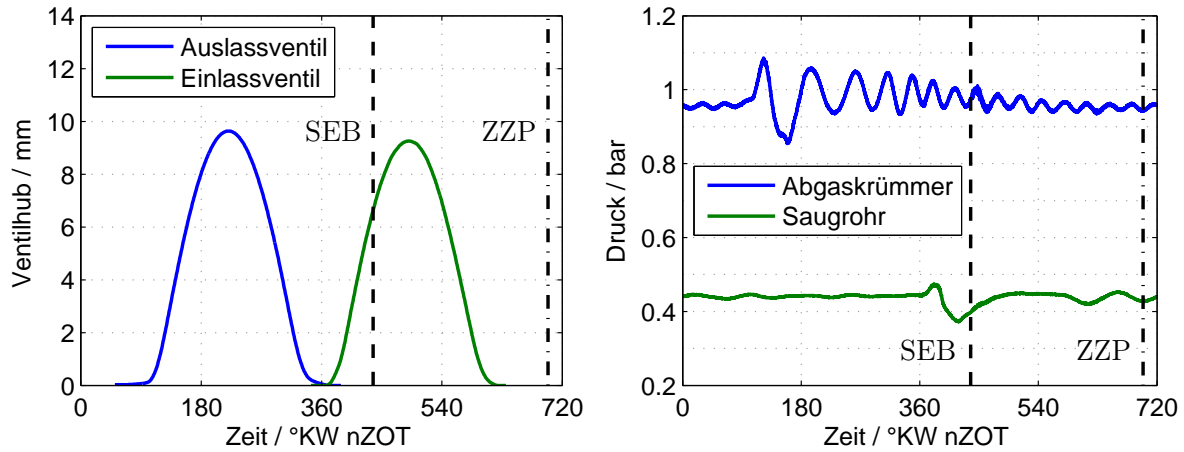


Abbildung 5.9: Ventilhubkurven des betrachteten Aggregats und experimentell ermittelte Druckrandbedingungen

verursacht einen leichten Druckverlust, so dass sich im Brennraum während der Einspritzung ein Druck von etwa 0.38 – 0.4 bar ergab. Das Spray entsprach dem im vorherigen Abschnitt untersuchten Spray A. Die eingespritzte Kraftstoffmasse lag in allen Fällen bei 9.4 mg. Da es im Betrieb eines Ottomotors mit Benzindirekteinspritzung durchaus üblich ist, dass der Raildruck abhängig von der Motorlast und der Drehzahl variiert, wurden neben einem Vergleich von nicht überhitztem und überhitztem Kraftstoff ebenfalls zwei verschiedene Raildrücke (50 und 200 bar) betrachtet. Daraus ergaben sich Einspritzdauern von etwa 0.75 bzw. 1.5 ms.

Um die Benetzung der Brennraumwände mit Kraftstoff abbilden zu können, wurde in der Motorsimulation die Spray-Wand-Interaktion ebenfalls berücksichtigt. Hierbei werden das teilweise oder vollständige Abprallen und die Ablagerung von Tropfen sowie die Wandfilmverdampfung und -dynamik modelliert. Für die Details zur Modellierung sei an dieser Stelle auf die Arbeiten von Köppl und Kuhnke verwiesen [41, 43].

5.2.1 Einfluss von Kraftstofftemperatur und Raildruck auf Spraybild, Gemischaufbereitung und Wandbenetzung

In den folgenden vier Testfällen wurden sowohl der Raildruck (50 bzw. 200 bar) als auch die Kraftstofftemperatur (20 bzw. 90 °C) variiert. Die niedrige Kraftstofftemperatur von 20 °C ist hierbei repräsentativ für die Startphase des Motors, wenn der Kraftstoff noch nicht aufgrund des Motorbetriebs aufgeheizt wurde. Bei dieser Temperatur und einem Brennraumdruck von etwa 0.4 bar ist der Kraftstoff nicht überhitzt, so dass Flash Boiling hier keine Rolle spielt. Befindet sich der Motor im aufgewärmten Zustand, ist bei einer Motorlast von $p_{mi} = 3$ bar und zentraler Einbaulage des Injektors eine Kraftstofftemperatur

von 90 °C ein realistischer Wert. Durch den niedrigen Brennraumdruck ist der Kraftstoff überhitzt, weshalb der Flash Boiling bedingte Strahlzerfall berücksichtigt werden muss. Der Einfluss der Überhitzung auf das Spray bei einem Raildruck von 50 bzw. 200 bar ist in den Abbildungen 5.10 und 5.11 zu erkennen. Dargestellt ist hierbei das Spray kurz vor Ende der Einspritzung ($t = 455$ °KW nZOT für $p_{Rail} = 50$ bar und $t = 445$ °KW nZOT für $p_{Rail} = 200$ bar) in dem in der Symmetrieebene geschnittenen Brennraum.

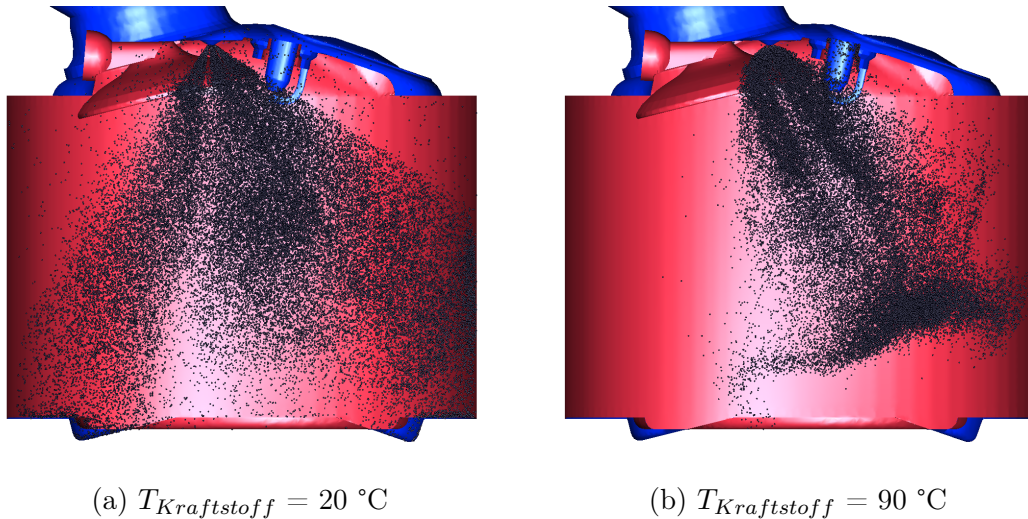


Abbildung 5.10: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf das Spray im Brennraum, kurz vor Ende der Einspritzung ($t = 455$ °KW nZOT), $p_{Rail} = 50$ bar

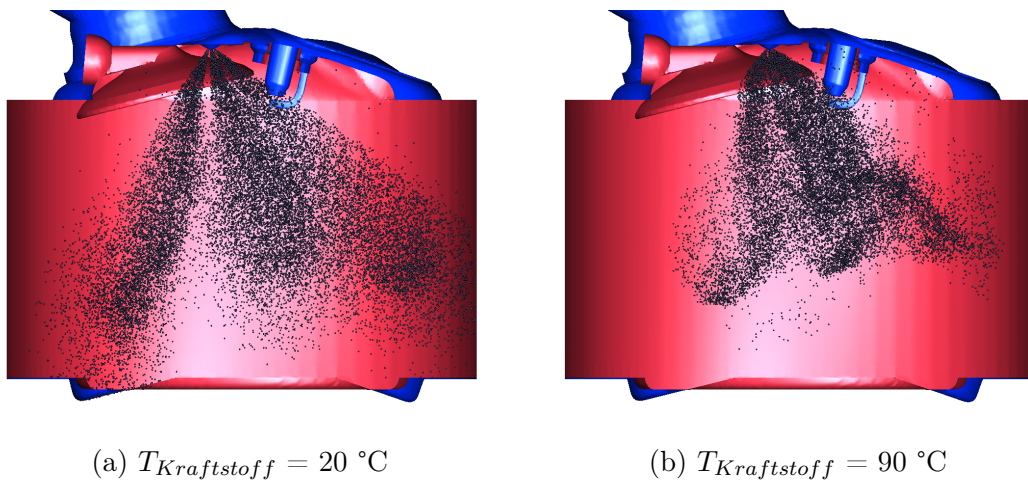


Abbildung 5.11: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf das Spray im Brennraum, kurz vor Ende der Einspritzung ($t = 445$ °KW nZOT), $p_{Rail} = 200$ bar

Für beide Raildrücke ergeben sich hinsichtlich der Verteilung der Tropfen im Brennraum deutliche Unterschiede beim Vergleich zwischen 20 und 90 °C Kraftstofftemperatur. Im nicht überhitzten Zustand sind die Tropfen über einen größeren Bereich des Brennraums verteilt. Im Fall von $p_{Rail} = 50$ bar kommt es aufgrund von Flash Boiling zu einem, wie bereits bei den Spraykammeruntersuchungen beobachteten, ausgeprägten Spraykollaps. Durch die reduzierte Tropfengröße wird das Spray auch stärker von der durch die geöffneten Einlassventile strömende Luft nach rechts verweht. Gleichzeitig geht die Penetration des Sprays zurück, so dass zum betrachteten Zeitpunkt weniger Tropfen die Brennraumwand oder die Kolbenoberfläche erreicht haben. Bei einem Raildruck von 200 bar ist der überhitzungsbedingte Spraykollaps weniger stark ausgeprägt, so dass das Spray mehr Luft im Brennraum erfassen kann als bei niedrigerem Raildruck. Auch hier nimmt Penetration des Sprays im überhitzten Zustand ab.

Um eine genauere Aussage über den Einfluss der Überhitzung auf die Gemischhomogenisierung treffen zu können, soll im Folgenden die Gaszusammensetzung zum Zündzeitpunkt untersucht werden. Zu diesem Zeitpunkt ist die flüssige Masse bereits vollständig verdampft. In Abbildung 5.12 und 5.13 ist der Massenbruch von n-Heptan auf zwei verschiedenen, jeweils im Bereich der Zündkerze positionierten, Schnittebenen dargestellt.

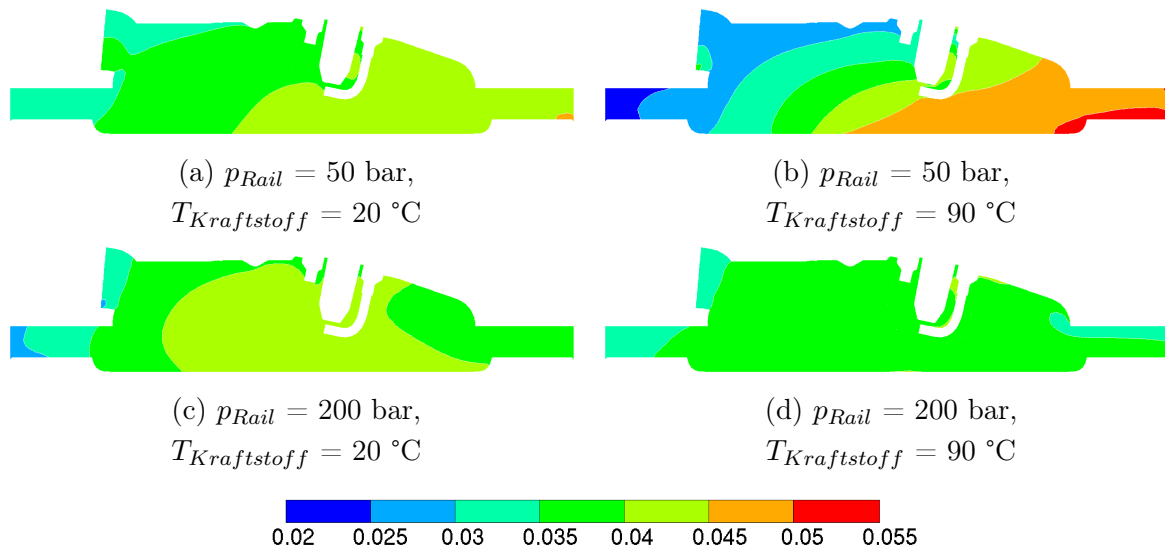


Abbildung 5.12: Verteilung der Massenfraktion von n-Heptan zum Zündzeitpunkt, Schnittebene in der Symmetrieebene des Brennraums

Der über den gesamten Brennraum betrachtete mittlere Massenbruch von n-Heptan liegt bei etwa 0.04. Bei einem Raildruck von 200 bar ist zum Zündzeitpunkt unabhängig von der Kraftstofftemperatur ein sehr homogenes Gemisch zu erkennen. Nur an den Rändern des Brennraums sind kleine Zonen von leicht magerem und fettem Gemisch zu finden.

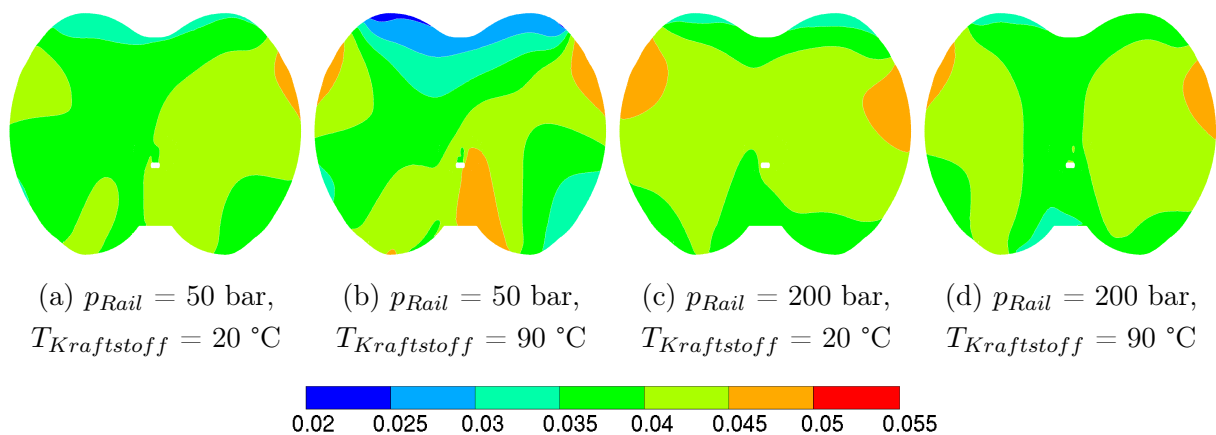


Abbildung 5.13: Verteilung der Massenfraktion von n-Heptan zum Zündzeitpunkt, Schnittebene parallel zum Kolben auf Höhe der Zündkerze

Offensichtlich bewirkt Flash Boiling in diesem Fall weder eine Verbesserung noch eine Verschlechterung der Gemischhomogenität. Betrachtet man die Verteilung im Fall von $p_{Rail} = 50$ bar, so ergibt sich ein anderes Bild. Bei einer Kraftstofftemperatur von 20 °C liegt zum Zündzeitpunkt eine qualitativ ähnlich gute Gemischaufbereitung vor wie bei den Fällen mit 200 bar Raildruck. Im Fall mit überhitztem Kraftstoff ergibt sich allerdings ein deutlich inhomogeneres Gemisch. Aufgrund des in Abbildung 5.10b dargestellten, signifikanten Spraykollapses ergibt sich aus den verdampfenden Tropfen offenbar eine so stark lokal konzentrierte Zone fetten Gemisches, dass Turbulenz und Ladungsbewegung das Gemisch bis zum Zündzeitpunkt nicht mehr ausreichend homogenisieren können. Diese Gemischinhomogenität könnte durch eine unvollständige Verbrennung des Kraftstoffs erhöhte Emissionen und einen reduzierten Wirkungsgrad zur Folge haben. Hieran wird deutlich, dass Flash Boiling unter bestimmten Bedingungen negative Auswirkung auf das Betriebsverhalten eines Motors haben kann.

Die Reduzierung der im Betrieb eines Ottomotors mit Benzindirekteinspritzung auftretenden Rußpartikelemissionen stellt aktuell eine der größten Herausforderungen im Bereich der Motorenentwicklung dar. Ein diesbezüglich wesentlicher Einflussfaktor ist flüssiger Kraftstoff, welcher zum Zündzeitpunkt noch an den Brennraumwänden oder der Kolbenoberfläche als Wandfilm vorhanden ist. Daher ist es von Bedeutung, ein Verständnis über den Einfluss von Flash Boiling auf die Wandfilmbildung im Motor zu erlangen. Die Simulation der Spray-Wand-Interaktion innerhalb des Brennraums stellt allerdings eine äußerst anspruchsvolle Aufgabe dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf vereinfachte Modellansätze zurückgegriffen. Dabei wird unter anderem der Einfluss einer räumlich und zeitlich variablen Wandtemperatur sowie des Verdunstungsverhaltens eines mehrkomponentigen Wandfilms vernachlässigt. Aus diesem Grund sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass

die hier gezeigten Ergebnisse ausdrücklich als qualitativer Indikator zu verstehen sind. Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen die zeitlichen Verläufe der auf die eingespritzte Masse bezogene relative Wandfilmmasse.

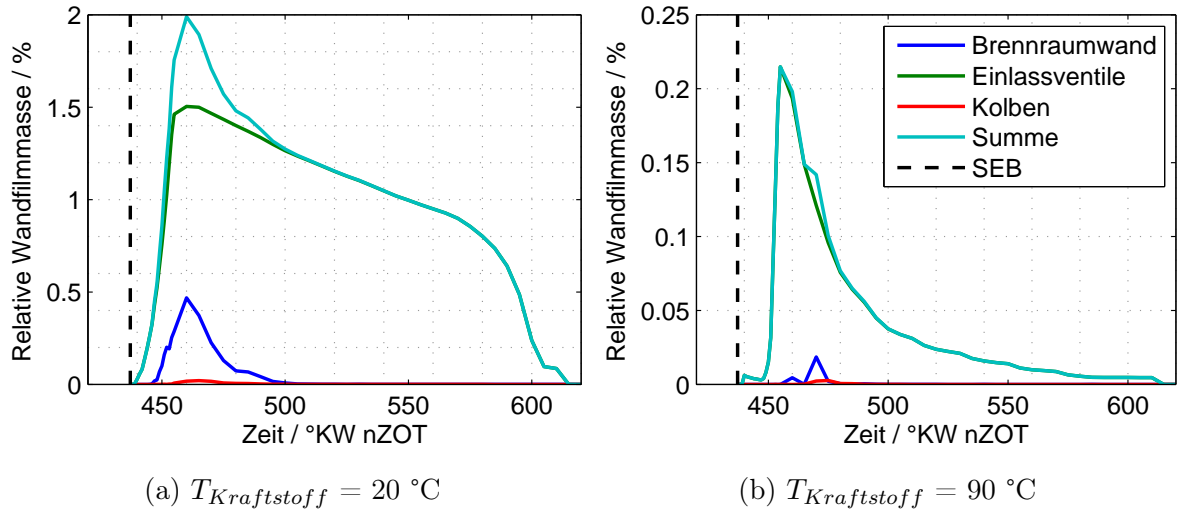


Abbildung 5.14: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die relative Wandfilmmasse (bezogen auf die eingespritzte Masse), $p_{Rail} = 50 \text{ bar}$

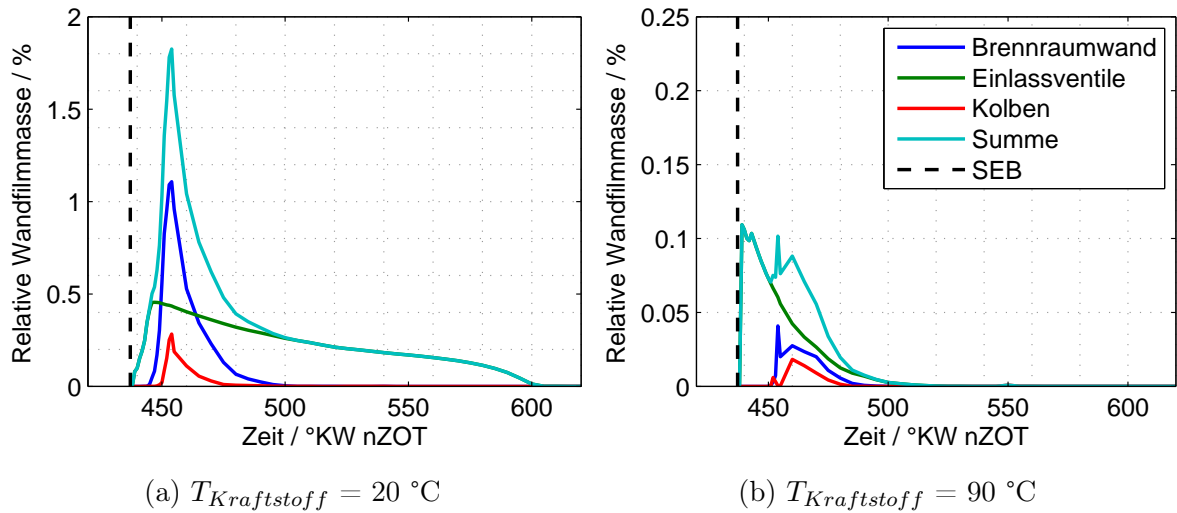


Abbildung 5.15: Einfluss der Kraftstofftemperatur auf die relative Wandfilmmasse (bezogen auf die eingespritzte Masse), $p_{Rail} = 200 \text{ bar}$

Erfolgt die Einspritzung mit einem Raildruck von 50 bar und nicht überhitztem Kraftstoff, resultiert das im Wesentlichen in einer Benetzung der zu diesem Zeitpunkt geöffneten Einlassventile sowie zu einem kleinen Teil auch der Brennraumwände. Ist der Kraftstoff

überhitzt, hat das einen deutlichen Einfluss auf die relative Wandfilmmasse (angepasste Skalierung der y-Achse beachten!). Die Benetzung der Einlassventile wird auf einen Bruchteil reduziert, da die Strömung durch die Einlassventile die nun deutlich kleineren Tropfen stärker ablenken kann. Außerdem neigen sich die beiden hinteren in Richtung Einlassventile gerichteten Strahlen aufgrund des Spraykollapses nun stärker in Richtung Sprayzentrum und können dadurch kaum noch die Ventilteller treffen.

Bei einem Raildruck von 200 bar und einer Kraftstofftemperatur von 20 °C ergibt sich im Vergleich zu 50 bar Raildruck eine stärkere Benetzung der Brennraumwände und der Kolbenoberfläche. Gleichzeitig werden die Einlassventile weniger stark benetzt, was vermutlich auf das geschwindigkeitsabhängige Wandablagerungsverhalten der Tropfen zurückzuführen ist [12]. Auch auf diesem Raildruckniveau wird die relative Wandfilmmasse durch den überhitzungsbedingten Strahlzerfall bei $T_{Kraftstoff} = 90$ °C deutlich reduziert. Aufgrund der geringeren Eindringtiefe lagert sich weniger Kraftstoff an der Kolbenoberfläche und den Brennraumwänden ab. Außerdem führt auch hier die reduzierte Massenträgheit der Tropfen dazu, dass diese durch die Einlassströmung abgelenkt werden und somit die Benetzung der Einlassventile abnimmt.

Die Simulationsergebnisse legen nahe, dass der Wandfilm in allen vier Fällen bereits lange vor dem Zündzeitpunkt verdunstet ist. Wegen der bereits zuvor erwähnten vereinfachten Spray-Wand-Interaktionsmodellierung muss dies in der Realität allerdings nicht unbedingt der Fall sein. Insbesondere die in einem Realkraftstoff vorhandenen aber in der Simulation nicht berücksichtigten Schwersieder würden in der Realität zu einer deutlich längeren Verdunstungsdauer des Wandfilms führen [41]. Dieser könnte dann zum Zündzeitpunkt noch nicht vollständig verdunstet sein und somit zu erhöhten Partikelemissionen beitragen.

5.2.2 Fazit der Motorsimulationen

Die durchgeführten Untersuchungen machen deutlich, dass Flash Boiling die Gemischhomogenisierung und Wandfilmbildung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung signifikant beeinflussen kann. Im vorliegenden Fall wurde die Wandbenetzung aufgrund von Flash Boiling reduziert, was aber nicht generell der Fall sein muss. Abhängig von Motor- und Spraygeometrie wäre es durchaus möglich, dass sich ein genau gegenteiliger Effekt ergibt. Im Rahmen des Auslegungsprozesses eines Sprays auf eine vorgegebene Brennraumgeometrie ist es dementsprechend von großer Bedeutung, den Einfluss von überhitztem Kraftstoff auf das Spray zu berücksichtigen, um die bei der Verbrennung entstehenden Emissionen so gering wie möglich zu halten oder anderem Problemem wie beispielsweise Ölverdünnung vorzubeugen. Werden überhitzungsbedingte Effekte mit abgebildet, sind Motorsimulationen mittels 3D-CFD ein wertvolles Werkzeug für die Brennverfahrensentwicklung, um das Verhalten verschiedener Sprays im Brennraum beurteilen zu können.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die Menge der beim Betrieb von Verbrennungsmotoren entstehenden Schadstoffemissionen wird im Rahmen der weltweiten Abgasgesetzgebungen zunehmend limitiert. Bei Ottomotoren mit Benzindirekteinspritzung gehört das mittels Hochdruckinjektor erzeugte Kraftstoffspray zu den wichtigsten Bestandteilen eines Brennverfahrens, mit dem die Schadstoffemissionen beeinflusst werden können. Bei modernen Ottomotoren mit Benzindirekteinspritzung kommen überwiegend Mehrlochinjektoren mit fünf bis sieben Spritzlöchern zum Einsatz. Die Lochgeometrie (Position, Ausrichtung und Durchmesser) und die damit verbundene Spraygeometrie werden für unterschiedliche Brennraumgeometrien sowie Einbaupositionen des Injektors individuell angepasst. Bei dem heutzutage überwiegend eingesetzten homogenen Brennverfahren ist das Ziel hierbei, dass sich der Kraftstoff während der Einspritzung gleichmäßig im Brennraum verteilt, verdunstet und gut mit der Luft vermischt. Dieser Prozess wird allgemein als Gemischbildung bezeichnet. Gleichzeitig soll eine Benetzung der Kolbenoberfläche, der Einlassventile oder der Brennraumwände mit Kraftstoff vermieden werden. Eine gute Gemischhomogenisierung mit minimierter Wandbenetzung ist eine notwendige Voraussetzung für niedrige Schadstoffemissionen.

Flash Boiling kann einen wesentlichen Einfluss auf die Spraygeometrie sowie die Strahleindringtiefe und in der Folge auf die Gemischhomogenisierung und Wandfilmbenetzung haben. Das Phänomen Flash Boiling tritt dann auf, wenn sich der Kraftstoff zum Zeitpunkt der Einspritzung in Bezug auf den Brennraumdruck in einem überhitzten Zustand befindet. Flash Boiling kann insbesondere im Teillastbetrieb eines Ottomotors beobachtet werden, da hierbei der Brennraumdruck während der Einspritzung Werte deutlich unterhalb von 1 bar annehmen kann. Bei ausreichend starker Überhitzung des Kraftstoffs kollabieren die einzelnen Spraystrahlen zu einem einzigen Hauptstrahl (Spraykollaps). Gleichzeitig kann die Eindringtiefe des Sprays deutlich zunehmen. Um beurteilen zu können, ob und in welchem Maße Flash Boiling erhöhte Schadstoffemissionen zur Folge haben könnte, wird ein tieferes Verständnis der relevanten Wirkzusammenhänge benötigt.

Zunächst einmal ist es von großer Bedeutung, dass die im Motorbetrieb auftretenden und für Flash Boiling relevanten Bedingungen bekannt sind. Neben dem verhältnismäßig einfach zu ermittelnden Brennraumdruck spielt hierbei auch die Temperatur des Kraftstoffs beim Eintritt in den Brennraum eine wesentliche Rolle. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher unter anderem Versuche durchgeführt, um zu ermitteln, welche Kraftstofftemperaturen sich in Abhängigkeit verschiedener Parameter im Motorbetrieb ergeben können. Dazu wurden zunächst Untersuchungen an einem stationären Einzylindermotorprüfstand durchgeführt. Hierbei wurden die Kraftstofftemperaturen in der Injektorspitze bei seitlicher und zentraler Einbaulage des Injektors im Zylinderkopf in Abhängigkeit von Raildruck und Motorlast bestimmt. Die Messung erfolgte über ein Thermoelement, welches in einem sehr kleinen Abstand zu den Spritzlöchern im Kraftstoffpfad des Injektors positioniert wurde. Somit konnte die für die Überhitzung relevante Temperatur des Kraftstoffs präzise bestimmt werden. Über eine thermische Konditionierung konnte zudem die Temperatur des Kraftstoffs im Injektorzulauf variiert werden. Dadurch war es möglich, die Temperaturänderungen des Kraftstoffs vom Injektorzulauf bis zur Injektorspitze aufgrund des Wärmeeintrags aus Brennraum und Zylinderkopf zu analysieren. Über einen endoskopischen Zugang zum Brennraum konnten mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera Aufnahmen des Sprays bei unterschiedlich starker Überhitzung gemacht werden. Hierdurch konnte der Einfluss von Flash Boiling auf das mit der Brennraumströmung interagierende Spray dargestellt werden.

Zusätzlich zu den Messungen am Einzylindermotorprüfstand wurden auch Kraftstofftemperaturmessungen an einem Vollmotor durchgeführt, der in einem Fahrzeug verbaut war. Hier stand vor allem das Temperaturverhalten des Kraftstoffs an der Injektorspitze im realitätsnahen, stark transienten Fahrbetrieb des Motors im Fokus. Das Fahrzeug durchlief hierfür verschiedene Fahrzyklen auf einem Rollenprüfstand. Dabei konnten sowohl das Aufheizverhalten nach einem Kaltstart des Motors als auch der Einfluss von Motorlastwechseln auf die Kraftstofftemperatur untersucht werden. Die gewonnenen Messdaten stellen eine wertvolle Datenbasis für Spraysimulationen mittels 3D-CFD dar, da hierbei die Kraftstofftemperatur beim Eintritt in den Brennraum als Randbedingung vorgegeben werden muss.

Ein Ziel dieser Arbeit war das Erarbeiten einer verbesserten Modellierung für die Simulation von Sprays mit überhitztem Kraftstoff. Hierzu wurde zunächst der Einfluss der Überhitzung auf das Spray eines repräsentativen Mehrlochinjektors mittels Mie-Streulichttechnik an einer stationären Spraykammer untersucht, um experimentelle Referenzdaten zu erzeugen. Es konnte gezeigt werden, dass das Spray bei geringer Überhitzung geometrisch stabil bleibt und die Strahlpenetration leicht reduziert wird. Erst bei größerer Überhitzung ist der für Flash Boiling charakteristische Spraykollaps zu beobachten. Obwohl der Raildruck

in keinem direkten Zusammenhang mit der Überhitzung des Kraftstoffs steht, konnte auch gezeigt werden, dass dieser einen maßgeblichen Einfluss auf die Kollapsneigung eines überhitzten Sprays hat. Zusätzliche Untersuchungen des Injektornahfeldes ergaben, dass eine Überhitzung des Kraftstoffs zu einer deutlichen Zunahme der Einzelstrahlbreite direkt an der Strahlwurzel führt.

Im Anschluss wurden die gewonnenen experimentellen Daten mit Ergebnissen von Spray-simulationen verglichen, welche unter Verwendung eines bekannten Ansatzes für die Modellierung von überhitzten Sprays erzielt wurden. Mit diesem empirischen Ansatz wird im Wesentlichen ein verstärkter Tropfenzerfall aufgrund von überhitzungsbedingtem Blasenwachstum im Inneren des Tropfens modelliert. Hierbei ist die aktive Keimstellendichte ein Modellparameter, der die Größe der Tropfen nach dem Zerfall beeinflusst. Es wurde deutlich, dass dieser Modellansatz allein nicht ausreichend ist, um den Einfluss von Flash Boiling auf das Spray abbilden zu können. Erst mithilfe einer zusätzlichen Anpassung des in der Simulation verfügbaren Parameters für den initialen Strahlöffnungswinkel war es möglich, eine qualitativ gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation für einen ausgewählten Betriebspunkt zu erzielen.

Basierend auf den bisherigen Erkenntnissen und mit dem Ziel einer verbesserten Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls wurde anschließend der Einfluss von Kraftstoffüberhitzung und Raildruck auf die einzelnen Strahlen eines Sprays analysiert. Hierzu wurden experimentelle Untersuchungen an einem generischen Zweilochinjektor durchgeführt. Die Verwendung eines Zweilochinjektors ermöglichte einerseits einen deutlich besseren optischen Zugang zum Strahl als bei einem regulären Serieninjektor mit fünf oder mehr Spritzlöchern. Andererseits konnte eine Verfälschung der Ergebnisse aufgrund von Strahlinteraktion weitestgehend ausgeschlossen werden. Die Analyse der Ergebnisse zeigte, dass eine zunehmende Überhitzung einen verstärkten Strahlzerfall und eine hiermit verbundene Reduktion der mittleren Tropfengröße sowie eine Zunahme des initialen Strahlöffnungswinkels zur Folge hat. Außerdem führt eine Verringerung des Raildrucks bei konstanter Überhitzung ebenfalls zu einer Erhöhung des initialen Strahlöffnungswinkels.

Auf Basis der gewonnenen experimentellen Daten wurde ein empirischer Ansatz für die Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls entwickelt. Dabei werden die beiden Größen aktive Keimstellendichte (bzw. indirekt die Tropfengröße nach dem überhitzungsbedingten Tropfenzerfall) sowie initialer Strahlöffnungswinkel in Abhängigkeit von Überhitzung und Raildruck berechnet. Dieser Ansatz wurde in die Simulationssoftware AVL FIRE integriert.

Neben der Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls wurden auch zwei verschiedene, aus der Literatur bekannte Ansätze für die Modellierung der Verdampfung von überhitzten Einzeltropfen untersucht und bewertet. Im Fokus stand hierbei im Wesentli-

chen der Aspekt, dass eine getrennte Modellierung von Verdampfung (Tropfen überhitzt) und Verdunstung (Tropfen nicht überhitzt) zu unphysikalischen Ergebnissen führen kann, wenn sich ein anfänglich überhitzter Tropfen abkühlt und seine Temperatur dabei die Siedetemperatur unterschreitet. Eine einheitliche Modellierung von Tropfenverdampfung und -verdunstung kann dieses Problem beheben, wobei eine Validierung mangels experimenteller Daten zur Verdampfung überhitzter Einzeltropfen nur schwer möglich ist.

Abschließend wurde der zuvor entwickelte empirische Ansatz zur Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls im Rahmen verschiedener numerischer Untersuchungen von überhitzten Sprays zur Anwendung gebracht. Anhand von Gegenüberstellungen mit Spraykammermessdaten erfolgten ein qualitativer Vergleich und die Überprüfung der Ergebnisse auf Plausibilität. Es konnte gezeigt werden, dass der entwickelte Ansatz sehr gut in der Lage ist, den Einfluss von Kraftstofftemperatur, Raildruck und nomineller Spraygeometrie auf Sprays unter Flash-Boiling-Bedingungen abzubilden. Anhand mehrerer Simulationen von Einspritzung und Gemischbildung in einem Ottomotor mit Benzindirekteinspritzung wurde demonstriert, dass Flash Boiling einen signifikanten Einfluss auf Gemischhomogenisierung und Wandfilmbildung und in der Folge auch auf die Schadstoffemissionen haben kann. Gleichzeitig wurde deutlich, dass Flash Boiling keinesfalls ausschließlich negative Auswirkungen haben muss, sondern aufgrund des verbesserten Strahlzerfalls und der schnelleren Kraftstoffverdampfung unter Umständen auch eine verbesserte Gemischbildung sowie reduzierte Wandfilmbildung zur Folge haben kann.

Durch die Erkenntnisse in dieser Arbeit und die verbesserte Modellierung von überhitzten Sprays können in Zukunft präzisere Vorhersagen darüber getroffen werden, ob und unter welchen Umständen Flash Boiling zu erhöhten Schadstoffemissionen oder anderen unerwünschten Effekten führen kann.

Die Gültigkeit des in dieser Arbeit vorgestellten empirischen Ansatzes für die Modellierung des überhitzungsbedingten Strahlzerfalls ist beschränkt auf die Simulation von Sprays aktueller Mehrlochinjektoren, wobei die Methodik und prinzipielle Vorgehensweise auch auf andere Fälle übertragbar ist. Relevant ist dabei vor allem der Einfluss der Injektorinnen- bzw. Spritzlochgeometrie (Zuströmung zum Spritzloch, Spritzlochform, Längen- zu Durchmesser Verhältnis des Spritzlochs, Spritzlochkonizität) sowie des Fertigungsverfahrens (Kantenbruch am Spritzlocheinlauf, Grate, Wandrauigkeit). Diese Merkmale haben einen sehr großen Einfluss auf die Keimstellendichte sowie das Blasenwachstum im Spritzloch und damit auch auf die Menge des am Spritzlochaustritt vorhandenen Dampfes sowie den überhitzungsbedingten Strahlzerfall. Um ein besseres Verständnis der relevanten Wirkzusammenhänge zu erlangen, sind entsprechende experimentelle Untersuchungen sowie eine Weiterentwicklung der Ansätze zur Simulation von überhitzten Innenströmungen notwendig.

Die in dieser Arbeit vorgestellten empirischen Ansätze zur Modellierung der Verdampfung von überhitzten Tropfen konnten nur teilweise validiert werden, da hierfür benötigte Messdaten in der Literatur nicht vorhanden waren. Für eine genauere Bewertung der verschiedenen Modelle könnten entsprechende experimentelle Untersuchungen durchgeführt werden, die nebenbei aufgrund ihres hohen Neuheitsgrades zu einem deutlich besseren Verständnis der grundlegenden physikalischen Abläufe bei der Verdampfung von überhitzten Tropfen beitragen würden.

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMZON, B. ; SIRIGNANO, W. A.: Approximate theory of a single droplet vaporization in a convective field: effects of variable properties, Stefan flow and transient liquid heating. In: *Proc. 2nd ASM-JSME Thermal Eng. Joint Conf* Bd. 1, 1987, S. 11–18
- [2] ABRAMZON, B. ; SIRIGNANO, W. A.: Droplet vaporization model for spray combustion calculations. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32 (1989), Nr. 9, S. 1605–1618
- [3] ADACHI, M. ; McDONELL, V. G. ; TANAKA, D. ; SENDA, J. ; FUJIMOTO, H.: Characterization of fuel vapor concentration inside a flash boiling spray / SAE Technical Paper. 1997. – Forschungsbericht
- [4] ADACHI, M. ; TANAKA, D. ; HOJYO, Y. ; AL-ROUB, M. ; SENDA, J. ; FUJIMOTO, H.: Measurement of fuel vapor concentration in flash boiling spray by infrared extinction/scattering technique. In: *JSAE Review* 17 (1996), Nr. 3, S. 231–237
- [5] ALEIFERIS, P. G. ; SERRAS-PEREIRA, J. ; AUGOYE, A. ; DAVIES, T. J. ; CRACKNELL, R.F. ; RICHARDSON, D.: Effect of fuel temperature on in-nozzle cavitation and spray formation of liquid hydrocarbons and alcohols from a real-size optical injector for direct-injection spark-ignition engines. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 21, S. 4588–4606
- [6] ALEIFERIS, P. G. ; VAN ROMUNDE, Z. R.: An analysis of spray development with iso-octane, n-pentane, gasoline, ethanol and n-butanol from a multi-hole injector under hot fuel conditions. In: *Fuel* 105 (2013), S. 143–168
- [7] ALLGEMEINER DEUTSCHER AUTOMOBIL-CLUB E.V., (ADAC): *EcoTest Testing and Assessment Protocol Version 3.1*. April 2013
- [8] ANSYS INC. (Hrsg.): *ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release v15.0*. ANSYS Inc., 2013

- [9] ARORA, R. A. ; MORGAN, C. J. ; NABER, J. D. ; LEE, S.-Y.: Flash Boiling Spray Characterization of a Gasoline Multi-Hole Injector in a Heated Pressure Vessel. In: *Proceedings of the 2011 ILASS Americas 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems Paper*, 2011
- [10] AVL LIST GMBH (Hrsg.): *FIRE User Manual, v2011.1*. Graz: AVL List GmbH, 2012
- [11] BIRD, R. B. ; STEWART, W. E. ; LIGHTFOOT, E. N.: *Transport phenomena*. Wiley, New York, 1960
- [12] BIRKHOLD, F.: *Selektive katalytische Reduktion von Stickoxiden in Kraftfahrzeugen: Untersuchung der Einspritzung von Harnstoffwasserlösung*, Universität Karlsruhe, Diss., 2007
- [13] BROWN, R. ; YORK, J. L.: Sprays formed by flashing liquid jets. In: *AIChE Journal* 8 (1962), Nr. 2, S. 149–153
- [14] CHANG, D. ; LEE, C. ; FON, F.: Development of a simplified bubble growth model for flash boiling sprays in direct injection spark ignition engines. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 2, S. 2737–2744
- [15] CHAVES, H. ; UHLEMANN, C. ; BRÜCKER, C.: Dynamic focussing for wide-field light-sheet scanning. In: *Proceedings of 15th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon*, 2010
- [16] CLEARY, V. ; BOWEN, P. ; WITLOX, H.: Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion: I. Experiments for derivation of droplet atomisation correlations. In: *Journal of hazardous materials* 142 (2007), Nr. 3, S. 786–796
- [17] DAHLANDER, P. ; LINDGREN, R. ; DENBRATT, I.: High-Speed Photography and Phase Doppler Anemometry Measurements of Flash-Boiling Multi-Hole Injector Sprays for Spray-Guided Gasoline Direct Injection. In: *10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2006, August 27-Sept 1, 2006*, 2006
- [18] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 13016-1*. 2007
- [19] DOWNAR-ZAPOLSKI, P. ; BILICKI, Z. ; BOLLE, L. ; FRANCO, J.: The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional flashing liquid flow. In: *International Journal of Multiphase Flow* 22 (1996), Nr. 3, S. 473–483

- [20] DUKOWICZ, J. K.: Quasi-steady droplet phase change in the presence of convection / Los Alamos Scientific Lab., NM (USA). 1979. – Forschungsbericht
- [21] EICHLSEDER, H. ; KLÜTING, M. ; PIOCK, W.: *Grundlagen und Technologien des Ottomotors*. Springer-Verlag, 2008
- [22] FERZIGER, J. H. ; PERIC, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, 2008
- [23] FISCHER, F.: *Primary Breakup Model Considering the Spray Core Development*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2011
- [24] FRÖSSLING, N.: Über die Verdunstung fallender Tropfen. In: *Gerlands Beiträge zur Geophysik* 52 (1938), S. 170–215
- [25] GEMCI, T. ; YAKUT, K. ; CHIGIER, N. ; HO, T. C.: Experimental study of flash atomization of binary hydrocarbon liquids. In: *International Journal of Multiphase Flow* 30 (2004), Nr. 4, S. 395–417
- [26] GILLES-BIRTH, A. I.: *Optische Untersuchung der Düseninnenströmung von Sitzlochinjektoren für die Benzindirekteinspritzung*, Universität Karlsruhe (TH), Diss., 2009
- [27] GOPALAKRISHNAN, S.: *Modeling of thermal non-equilibrium in superheated injector flows*, University of Massachusetts - Amherst, Diss., 2010
- [28] GOSMAN, A. D. ; LOANNIDES, E.: Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors. In: *Journal of Energy* 7 (1983), Nov, Nr. 6, S. 482–490. – ISSN 1555–5917
- [29] GÜNTHER, A. ; WIRTH, K. E.: Influence of the geometry of cylindrical nozzles on superheated atomization. In: *ILASS-Europe 24rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril, Portugal*, 2011
- [30] GÜNTHER, A. ; WIRTH, K. E.: Einfluss der Düsengeometrie auf Massenstrom und Spraycharakteristik bei überhitzter Zerstäubung. In: *Chemie Ingenieur Technik* 84 (2012), Nr. 1-2, S. 149–153
- [31] GÜNTHER, A. ; WIRTH, K. E.: Evaporation phenomena in the atomization of superheated liquids and their impact on the spray characteristics. In: *ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2012

- [32] GÜNTHER, A. ; WIRTH, K. E.: Evaporation phenomena in superheated atomization and its impact on the generated spray. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 64 (2013), S. 952–965
- [33] HANJALIĆ, K. ; POPOVAC, M. ; HADŽIABDIĆ, M.: A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25 (2004), Nr. 6, S. 1047–1051
- [34] HELDMANN, M. ; KNORSCH, T. ; SCHMITZ, I. ; WENSING, M. ; LEIPERTZ, A.: Investigation of significant spray rotation phenomena under flash-boiling conditions studied on a multi-hole DISI injector for bio-ethanol E85 and gasoline E5. In: *24th Annual Conference on liquid atomization and spray systems (ILASS), Estoril, Portugal, 2011*
- [35] HIRSCH, C.: *Numerical Computation of Internal and External Flows: The Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. Bd. 1. Butterworth-Heinemann, 2007
- [36] KAMOUN, H. ; LAMANNA, G. ; WEIGAND, B. ; STEELANT, J.: High-speed shadowgraphy investigations of superheated liquid jet atomisation. In: *22nd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ILASS2010, 2010*, S. 16–19
- [37] KAR, K. ; LAST, T. ; HAYWOOD, C. ; RAINE, R.: Measurement of vapor pressures and enthalpies of vaporization of gasoline and ethanol blends and their effects on mixture preparation in an SI engine. In: *SAE International Journal of Fuels and Lubricants* 1 (2008), Nr. 2008-01-0317, S. 132–144
- [38] KAWANO, D. ; GOTO, Y. ; ODAKA, M. ; SENDA, J.: Modeling Atomization and Vaporization Processes of Flash-Boiling Spray / SAE Technical Paper. 2004. – Forschungsbericht
- [39] KAWANO, D. ; ISHII, H. ; SUZUKI, H. ; GOTO, Y. ; ODAKA, M. ; SENDA, J.: Numerical study on flash-boiling spray of multicomponent fuel. In: *Heat Transfer - Asian Research* 35 (2006), Nr. 5, S. 369–385
- [40] KNORSCH, T. ; HELDMANN, M. ; ZIGAN, L. ; WENSING, M. ; LEIPERTZ, A.: On the role of physiochemical properties on evaporation behavior of DISI biofuel sprays. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013), May, Nr. 6, S. 1–14. – ISSN 1432–1114
- [41] KÖPPLE, F.: *Untersuchung der Potentiale der numerischen Strömungsberechnung zur Prognose der Partikelemissionen in Ottomotoren mit Direkteinspritzung*, Universität Stuttgart, Diss., 2015

- [42] KÖPPLE, F. ; JOCHMANN, P. ; KUFFERATH, A. ; BARGENDE, M.: Investigation of the Parameters Influencing the Spray-Wall Interaction in a GDI Engine-Prerequisite for the Prediction of Particulate Emissions by Numerical Simulation. In: *SAE International Journal of Engines* 6 (2013), Nr. 2013-01-1089, S. 911–925
- [43] KUHNKE, D.: *Spray / Wall-Interaction Modelling by Dimensionless Data Analysis*, Universität Darmstadt, Diss., 2004
- [44] LAMANNA, G. ; KAMOUN, H. ; WEIGAND, B. ; STEELANT, J.: Differential infrared thermography (DIT) in a flashing jet. In: *Proceedings of 11th international conference on quantitative infrared thermography*, 2012
- [45] LAMANNA, G. ; KAMOUN, H. ; WEIGAND, B. ; STEELANT, J.: Towards a unified treatment of fully flashing sprays. In: *International Journal of Multiphase Flow* 58 (2014), S. 168–184
- [46] LAUNDER, B. E. ; SPALDING, D. B.: The numerical computation of turbulent flows. In: *Computer methods in applied mechanics and engineering* 3 (1974), Nr. 2, S. 269–289
- [47] LAURIEN, E. ; OERTEL, H.: *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit*. Springer-Verlag, 2013
- [48] LAW, C. K.: Multicomponent droplet combustion with rapid internal mixing. In: *Combustion and Flame* 26 (1976), S. 219–233
- [49] LEFEBVRE, A.: *Atomization and sprays*. CRC press, 1988
- [50] MIKIC, B. B. ; ROHSENOW, W. M. ; GRIFFITH, P.: On bubble growth rates. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), Nr. 4, S. 657–666
- [51] MOJTABI, M.: *Optical analysis of multi-stream GDI sprays under various engine operating conditions*, Loughborough University, Diss., 2011
- [52] MOJTABI, M. ; WIGLEY, G. ; HELIE, J.: The Effect of Flash Boiling on the Atomization Performance of Gasoline Direct Injection Multistream Injectors. In: *Atomization and Sprays* 24 (2014), Nr. 6
- [53] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY, (NIST): *NIST Chemistry WebBook*. <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>, . – Abgerufen am 27. Juli 2015

- [54] NEGRO, S. ; BIANCHI, G. M.: Superheated fuel injection modeling: An engineering approach. In: *International Journal of Thermal Sciences* 50 (2011), Nr. 8, S. 1460–1471
- [55] NEROORKAR, K. ; GOPALAKRISHNAN, S. ; GROVER JR, R. O. ; SCHMIDT, D. P.: Simulation of flash boiling in pressure swirl injectors. In: *Atomization and Sprays* 21 (2011), Nr. 2
- [56] NEROORKAR, K. ; SCHMIDT, D. P.: A Computational Investigation of Flash-Boiling Multi-hole Injectors with Gasoline-Ethanol Blends / SAE Technical Paper. 2011. – Forschungsbericht
- [57] NEROORKAR, K. D.: *Modeling of flash boiling flows in injectors with gasoline-ethanol fuel blends*, University of Massachusetts - Amherst, Diss., 2011
- [58] NISHIMURA, Y. ; WADA, Y. ; YAMAGUCHI, A. ; YOON, J.-K. ; SENDA, J. ; FUJIMOTO, H.: An experimental study on flash boiling spray using two-component fuel under the condition of advanced injection HCCI. In: *ICLASS2006, Kyoto* (2006)
- [59] OHNESORGE, W. v.: Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. In: *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 16 (1936), Nr. 6, S. 355–358
- [60] OZA, R. D.: On the mechanism of flashing injection of initially subcooled fuels. In: *Journal of Fluids Engineering* 106 (1984), Nr. 1, S. 105–109
- [61] OZA, R. D. ; SINNAMON, J. F.: An experimental and analytical study of flash-boiling fuel injection / SAE Technical Paper. 1983. – Forschungsbericht
- [62] PARK, B. ; LEE, S. Y.: An experimental investigation of the flash atomization mechanism. In: *Atomization and Sprays* 4 (1994), Nr. 2
- [63] PARRISH, S. E. ; ZINK, R. J.: Spray characteristics of multi-hole injectors under flash boiling conditions. In: *21st Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2008
- [64] PICKER, G.: *Nicht-Gleichgewichts-Effekte beim Wachsen und Kondensieren von Dampfblasen*, Technische Universität München, Diss., 1998
- [65] PILCH, M. ; ERDMAN, C. A.: Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. In: *International Journal of Multiphase Flow* 13 (1987), Nr. 6, S. 741–757

- [66] PISCHINGER, R. ; KLELL, M. ; SAMS, T.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer-Verlag, 2002
- [67] PLESSET, M. S.: The dynamics of cavitation bubbles. In: *Journal of Applied Mechanics* 16 (1949), S. 277–282
- [68] PLESSET, MS ; ZWICK, So A.: The growth of vapor bubbles in superheated liquids. In: *Journal of Applied Physics* 25 (1954), Nr. 4, S. 493–500
- [69] POLANCO, G. ; HOLDØ, A. E. ; MUNDAY, G.: General review of flashing jet studies. In: *Journal of hazardous materials* 173 (2010), Nr. 1, S. 2–18
- [70] RA, Y. ; REITZ, R. D.: A model for droplet vaporization for use in gasoline and HCCI engine applications. In: *ASME 2002 Internal Combustion Engine Division Spring Technical Conference* American Society of Mechanical Engineers, 2002, S. 91–98
- [71] RA, Y. ; REITZ, R. D.: The application of a multicomponent droplet vaporization model to gasoline direct injection engines. In: *International Journal of Engine Research* 4 (2003), Nr. 3, S. 193–218
- [72] RA, Y. ; REITZ, R. D.: A vaporization model for discrete multi-component fuel sprays. In: *International Journal of Multiphase Flow* 35 (2009), Feb, Nr. 2, S. 101–117. – ISSN 0301–9322
- [73] RAKOWSKI, S.: *Multikomponentenverdunstungs- und Flash-Boiling-Modellierung*, Universität Hannover, Diss., 2006
- [74] RAKOWSKI, S. ; SPICHER, U.: Benzin-Verdampfung als CFD-Modell für Ottomotoren. In: *MTZ-Motortechnische Zeitschrift* 69 (2008), Nr. 9, S. 762–771
- [75] RAMCKE, T. ; PFITZNER, M.: Numerical Simulations of Flash Evaporation in Injection Nozzles. In: *26th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS), Bremen*, 2014
- [76] RAYLEIGH, Lord V.: On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 34 (1917), Nr. 200, S. 94–98
- [77] REDDEMANN, M. A. ; MATHIEU, F. ; KNEER, R.: Transmitted light microscopy for visualizing the turbulent primary breakup of a microscale liquid jet. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013), Nr. 11, S. 1–10

- [78] REIF, K. ; DIETSCHKE, K.-H.: *Kraftfahrtechnisches Taschenbuch*. Springer-Verlag, 2010
- [79] REITZ, R. D.: Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. In: *Atomisation Spray Technology* 3 (1987), S. 309–337
- [80] REITZ, R. D.: A photographic study of flash-boiling atomization. In: *Aerosol Science and Technology* 12 (1990), Nr. 3, S. 561–569
- [81] REITZ, R. D. ; BRACCO, F. V.: Mechanism of atomization of a liquid jet. In: *Physics of Fluids (1958-1988)* 25 (1982), Nr. 10, S. 1730–1742
- [82] ROBERT BOSCH GMBH: *Bosch Media Space*. <http://www.bosch-mediaspace.de/>, . – Abgerufen am 27. Juli 2015
- [83] ROSSMEISSEL, M. ; WIRTH, K. E.: Influence of the Nozzle Geometry on the Atomization of Superheated Liquids. In: *19th Annual Meeting of the Institute for Liquid Atomization and Spray Systems (Europe)*, 2004
- [84] SCHADE, H. ; KUNZ, E. ; KAMEIER, F. ; PASCHEREIT, C. O.: *Strömungslehre*. Walter de Gruyter, 2013
- [85] SCHMIDT, D. P.: *Cavitation in Diesel Fuel Injector Nozzles*, University of Wisconsin-Madison, Diss., 1997
- [86] SCHMIDT, D. P. ; GOPALAKRISHNAN, S. ; JASAK, H.: Multi-dimensional simulation of thermal non-equilibrium channel flow. In: *International Journal of Multiphase Flow* 36 (2010), Nr. 4, S. 284–292
- [87] SCHMITZ, I.: *Untersuchungen zum Einfluss von Druck und Temperatur auf die Spraycharakteristik bei der Benzindirekteinspritzung*, Universität Erlangen-Nürnberg, Diss., 2006
- [88] SCRIVEN, L. E.: On the dynamics of phase growth. In: *Chemical Engineering Science* 10 (1959), Nr. 1, S. 1–13
- [89] SENDA, J. ; HOJYO, Y. ; FUJIMOTO, H.: Modelling of Atomization Process in Flash Boiling Spray / SAE Technical Paper. 1994. – Forschungsbericht
- [90] SERRAS-PEREIRA, J. ; VAN ROMUNDE, Z. ; ALEIFERIS, P. G. ; RICHARDSON, D. ; WALLACE, S. ; CRACKNELL, R. F.: Cavitation, primary break-up and flash boiling of gasoline, iso-octane and n-pentane with a real-size optical direct-injection nozzle. In: *Fuel* 89 (2010), Nr. 9, S. 2592–2607

- [91] SHER, E. ; BAR-KOHANY, T. ; RASHKOVAN, A.: Flash-boiling atomization. In: *Progress in energy and combustion science* 34 (2008), Nr. 4, S. 417–439
- [92] SHIELDS, B. ; NEROORKAR, K. ; SCHMIDT, D. P.: Cavitation as rapid flash boiling. In: *23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS-Americas)*, Ventura, CA, May, 2011, S. 15–18
- [93] SIRIGNANO, W. A.: *Fluid dynamics and transport of droplets and sprays*. Cambridge University Press, 1999
- [94] SPICHER, U. ; VAN BASSHUYSEN, R.: *Ottomotoren mit Direkteinspritzung: Verfahren, Systeme, Entwicklung, Potenzial*. Springer-Verlag, 2007
- [95] STAHL, M.: *Experimentelle und numerische Untersuchung des primären Strahlzerfalls von Druckzerstäubern*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2008
- [96] VANDERWEGE, B. A. ; LOUNSBERRY, T. H. ; HOCHGREB, S.: Numerical modeling of fuel sprays in DISI engines under early-injection operating conditions / SAE Technical Paper. 2000. – Forschungsbericht
- [97] VETRANO, M. R. ; SIMONINI, A. ; STEELANT, J. ; RAMBAUD, P.: Thermal characterization of a flashing jet by planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013), Nr. 7, S. 1–10
- [98] VOGEL, T. ; LUTZ, M. ; WENSING, M. ; LEIPERTZ, A.: Influence of fuel mixture on spray formation in diesel processes. In: *Proc. of 23rd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2009, S. 6–8
- [99] WEBER, D. ; LEICK, P.: Structure and Velocity Field of Individual Plumes of Flashing Gasoline Direct Injection Sprays. In: *26th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS 2014)*, 2014
- [100] WILCOX, D. C.: Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. In: *AIAA journal* 26 (1988), Nr. 11, S. 1299–1310
- [101] WINTER, J.: *Kinetik des Blasenwachstums*, Technische Universität München, Diss., 1998
- [102] WITLOX, H. ; HARPER, M. ; BOWEN, P. ; CLEARY, V.: Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion: II. Comparison and validation of droplet size and rainout formulations. In: *Journal of hazardous materials* 142 (2007), Nr. 3, S. 797–809

- [103] WOOD, A. ; WIGLEY, G. ; HELIE, J.: Analysis of Multi-hole GDI Injectors under Flash Boiling Conditions. In: *25th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS 2013)*, 2013
- [104] WOOD, A. ; WIGLEY, G. ; HELIE, J.: Flash Boiling Sprays produced by a 6-hole GDI Injector. In: *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 07-10 July, 2014*, 2014
- [105] XU, M. ; ZHANG, Y. ; ZENG, W. ; ZHANG, G. ; ZHANG, M.: Flash boiling: Easy and better way to generate ideal sprays than the high injection pressure / SAE Technical Paper. 2013. – Forschungsbericht
- [106] YANG, S. ; SONG, Z. ; WANG, T. ; YAO, Z.: An Experiment Study on Phenomenon and Mechanism of Flash Boiling Spray from a Multi-hole Gasoline Direct Injector. In: *Atomization and Sprays* 23 (2013), Nr. 5
- [107] YILDIZ, D. ; RAMBAUD, P. ; VANBEECK, J. ; BUCHLIN, J.-M.: A Study on the Dynamics of a Flashing Jet / von Karman Institute for Fluid Dynamics. 2002. – Forschungsbericht
- [108] YUEN, M. C. ; CHEN, L. W.: On drag of evaporating liquid droplets. In: *Combustion Science and Technology* 14 (1976), S. 147–154
- [109] ZEIGERSON-KATZ, M. ; SHER, E.: Spray formation by flashing of a binary mixture: a parametric study. In: *Atomization and Sprays* 8 (1998), Nr. 3
- [110] ZENG, W. ; XU, M. ; ZHANG, M. ; ZHANG, Y. ; CLEARY, D. J.: Characterization of methanol and ethanol sprays from different DI injectors by using Mie-scattering and laser induced fluorescence at potential engine cold-start conditions / SAE Technical Paper. 2010. – Forschungsbericht
- [111] ZENG, Y. ; LEE, C.-F. F.: An atomization model for flash boiling sprays. In: *Combustion Science and Technology* 169 (2001), Nr. 1, S. 45–67
- [112] ZHANG, G. ; XU, M. ; ZHANG, Y. ; ZHANG, M. ; CLEARY, D. J.: Macroscopic characterization of flash-boiling multi-hole sprays using planar laser induced exciplex fluorescence technique. Part I. On-axis spray structure. In: *Atomization and Sprays* 22 (2012), Nr. 10, S. 861–878
- [113] ZHANG, G. ; XU, M. ; ZHANG, Y. ; ZHANG, M. ; CLEARY, D. J.: Macroscopic characterization of flash-boiling multi-hole sprays using planar laser induced exciplex

- fluorescence technique. Part II: Cross-sectional spray structure. In: *Atomization and Sprays* 23 (2013), Nr. 3, S. 265–278. – ISSN 1044–5110
- [114] ZUO, B. ; GOMES, A. M. ; RUTLAND, C. J.: Modelling superheated fuel sprays and vaproization. In: *International Journal of Engine Research* 1 (2000), Nr. 4, S. 321–336